N° d'ordre : 2254

ANNÉE 1979

THÈSE

présentée

DEVANT L'UNIVERSITÉ PAUL SABATIER DE TOULOUSE

pour l'obtention

du Titre de DOCTEUR de 3° CYCLE
Spécialité : Électronique, Électrotechnique, Automatique
Option : Matériaux et Composants actifs

par

Jack RAHOBISOA
Maître ès Sciences

CARACTERISATION DES STRUCTURES METAL-MONOXYDE DE SILICIUM-ANTIMONIURE D'INDIUM EN VUE DE LEUR UTILISATION DANS DES SYSTEMES D'IMAGERIE THERMIQUE

Soutenue le 10 Juillet 1979, devant la Commission d'Examen :

MM. G. GRATELOUP — Président

R. LACOSTE
A. MARTINEZ
G. GUERNET
M. SIRIEIX
J. SIMONNE

— Examinateurs

ordre : 2254

ANNÉE 1979

THÈSE

présentée

DEVANT L'UNIVERSITÉ PAUL SABATIER DE TOULOUSE

pour l'obtention

du Titre de DOCTEUR de 3e CYCLE
Spécialité : Électronique, Électrotechnique, Automatique
Option : Matériaux et Composants actifs

par

Jack RAHOBISOA
Maître ès Sciences

CARACTERISATION DES STRUCTURES METAL-MONOXYDE DE SILICIUM-ANTIMONIURE D'INDIUM EN VUE DE LEUR UTILISATION DANS DES SYSTEMES D'IMAGERIE THERMIQUE

Soutenue le 10 Juillet 1979, devant la Commission d'Examen :

MM.	G. GRATELOUP	Président
	R. LACOSTE	Examinateurs
	A. MARTINEZ	
	G. GUERNET	
	M. SIRIEIX	
	J. SIMONNE	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE PAUL SABATIER

PRESIDENCE

M. MARTIN ..... Président
M. LARENG ..... 1er Vice-Président
Mlle GOUYON ..... 2ème Vice-Président

CORPS PROFESSORAL

ORDRE DES SCIENCES

HONORARIAT

M. BEDOS ..... Professeur honoraire
M. BLAIZOT ..... Doyen honoraire
M. CAPDECOMME .. Doyen honoraire, Recteur honoraire, Correspondant de l'Institut
M. COUCHET ..... Professeur honoraire
M. DUPOUY ..... Membre de l'Institut, Doyen honoraire, Directeur Général honoraire du C.N.R.S., Professeur honoraire
M. DURAND Emile .. Doyen honoraire, Professeur honoraire
M. GAUSSEN ..... Professeur honoraire, Correspondant de l'Institut
M. MARGULIS ..... Professeur honoraire
M. MASDUPUY ..... Professeur honoraire
M. MATHIS ..... Doyen honoraire
M. MIGNONAC ..... Professeur honoraire
M. MIQUEL ..... Professeur honoraire
M. MORQUER ..... Professeur honoraire, Correspondant de l'Institut
M. SECONDAT ..... Professeur honoraire
M. TEISSIE-SOLIER . Professeur honoraire
M. VANDEL ..... Professeur honoraire, Membre de l'Institut
M. DUPIN ..... Professeur honoraire
M. TRICHE ..... Professeur honoraire
M. PERRIER ..... Professeur honoraire

PROFESSEURS

M. CAPDECOMME .. Minéralogie, Correspondant de l'Institut
M. GALLAIS ..... Chimie, Membre de l'Institut
M. FERT ..... Physique
M. LESBRE ..... Chimie Organique
M. HURON ..... Mathématiques Appliquées
M. LEDOUX ..... Zoologie Appliquée
M. RIVALS ..... Agriculture
M. MATHIS ..... Chimie
M. ORLIAC ..... Géochimie et Minéralogie
M. LAFOURCADE .. Physique
M. ANGELIER ..... Zoologie
Mlle de FERRE ..... Botanique
M. FARRAN ..... Minéralogie et Géotechnique
M. LAUDET ..... Physique Théorique et Calcul Numérique
M. SERFATY ..... Physiologie et Ecophysiologie Animales
M. LAGASSE ..... Electrotechnique
M. BLANC ..... Physique Nucléaire
M. LEREDDE ..... Botanique
M. LELUBRE ..... Géologie

M. LALAGUE ..... Mathématiques Générales
M. BOUIGUE ..... Astronomie
M. ASSELINEAU .... Chimie Biologique
M. MAURET ..... Chimie Systématique
M. AGID ..... Physiologie
M. MONTANT ..... Cryptogamie
M. GAUTIER ..... Physique
M. CRUMEYROLLE . Mathématiques
M. GOURINARD .... Géologie
M. PULOU ..... Minéralogie
M. CAMBOU ..... Physique Spatiale
M. LACOSTE ..... Electrotechnique
M. THIBAULT ..... Mécanique Rationnelle et Appliquée
M. MASCARD ..... Mathématiques
M. MEDIONI ..... Psychophysiologie
M. RAYNAUD P. .... Physiologie Animale
M. ZALTA ..... Chimie Biologique
M. SEVELY ..... Electrotechnique
M. POMMIEZ ..... Mathématiques
M. REY Paul ..... Biologie Végétale
M. COULOMB ..... Physique
M. TRINQUIER ..... Physique
M. MARONI ..... Chimie
M. BEETSCHEN .... Biologie Générale
M. DERACHE ..... Physiologie Animale
M. SATGE ..... Chimie Organique
M. LATTES ..... Chimie
M. VEDRENNE ..... Géophysique
M. DURAND-DELGA Géologie
M. CARRARA ..... Physique
M. MAHENC ..... Chimie
M. MIROUSE ..... Géologie
M. BITSCH ..... Zoologie
M. DEGEILH ..... Physique
M. MARTIN J.C. .... Génie Electrique
M. REY Gérard ..... Electronique, Electrotechnique, Automatique
M. SICARD ..... Biologie Génétique
M. SOUQUET ..... Géologie
M. TOUZE ..... Physiologie Végétale
M. FRASNAY ..... Mathématiques (Algèbre et Combinatoire)
M. CASSAGNAU .... Zoologie
M. CAUSSINUS ..... Mathématiques Appliquées (Statistiques Appliquées)
M. PESCIA ..... Physique
M. PICCA ..... Physique de l'Atmosphère
M. BAUDIERE ..... Botanique Fondamentale et Pyrénéenne
M. BARRANS ..... Chimie Physique Organique
M. POILBLANC ..... Chimie Minérale
M. PERENNOU ..... Informatique
M. ATTEIA ..... Mathématiques
M. CASTAN ..... Informatique
M. COLLETTE ..... Physique
M. REME ..... Mesures Physiques

PROFESSEURS SANS CHAIRE

M. MERIC ..... Mathématiques Appliquées
Mme LECAL ..... Zoologie
M. PILOD ..... Physique
M. LARROQUE ..... Physique
Mlle LAPEYRE ..... Mathématiques - Informatique
M. BERTRAND ..... Chimie
M. DESQ ..... Mathématiques
M. ROCARD ..... Electronique
M. GUERIN ..... Mathématiques
M. SCHNEIDER ..... Biologie Cellulaire
M. de LOTH ..... Chimie Physique
M. SAPORTE ..... Physique
M. THENOZ ..... Génie Civil
M. DURAND Ph. ..... Physique
M. FONTAN ..... Physique Nucléaire
M. BAUDRAS ..... Chimie Biologique
M. CALVET ..... Mécanique des Fluides
M. PAGANI ..... Physique
M. BEAUFILS ..... Informatique
M. BERTHELEMY ... Zoologie
M. TERJANIAN ..... Mathématiques
M. MORUCCI ..... Génie Biologique et Médical
M. BONEL ..... Chimie
M. SOTIROPOULOS . Chimie Organique
M. CUPPENS ..... Mathématiques
M. VERDIER ..... Physique
M. ETTINGER ..... Mathématiques
M. BONNET Louis ... Biologie
M. JOSSERAND .... Mesures Physiques
M. ROUTIE ..... Génie Chimique
M. COTTU ..... Génie Mécanique
M. HURAUX ..... Physique
Mme GERVAIS ..... Chimie Inorganique
M. BANCEL ..... Mathématiques
M. LOUARN ..... Génétique
M. BOUDET ..... Physiologie Végétale

PROFESSEUR ASSOCIE

M. GUMOWSKI ..... Mathématiques

MAITRES DE CONFERENCES

Mlle BARBANCE .... Mathématiques
M. GILLY ..... Génie Mécanique
M. MARAL ..... Physique
M. LEGRAND ..... Génie Civil
M. ABATUT ..... Electronique, Electrotechnique, Automatique
M. MAUSS ..... Mécanique
M. BETOURNE ..... Informatique
M. CAMPAN ..... Psychophysiologie
M. CLERC ..... Mécanique
M. GRIFONE ..... Mathématiques
M. LETAC ..... Mathématiques
M. COUOT ..... Mathématiques, Analyse Numérique
M. NGUYEN THANH VAN Mathématiques
M. TRAVERSE ..... Problèmes Chimiques de l'Energie
M. ALRAN ..... Génie Chimique
M. REY J. ..... Géologie Sédimentaire et Paléontologie
M. DARTIGUENAVE Chimie Minérale Moléculaire
M. HERAULT ..... Chimie
M. PRADINES ..... Mathématiques

M. GALINIER ..... Informatique
M. VIGNOLLE ..... Informatique
M. DEPARIS ..... Embryologie
M. CAVALIE ..... Physiologie Végétale
M. MASSOL ..... Chimie des Composés Organiques et Organominéraux d'intérêt biologique
M. HARTMANN .... Mécanique
M. ROUSSET ..... Chimie Appliquée (Matériaux)
M. TARDY ..... Sciences de la Terre et Aménagement

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

M. HURLEY ..... Physique Spatiale
M. SINGH ..... Automatique

ADMINISTRATION

M. PRINEAU ..... Secrétaire Général de l'Université

Liste établie au 1er Octobre 1977
pour l'année universitaire 1977 1978

"Ao anatin' ny mangidy no ahitana ny mamy"

Ho an' i NICK, TANTELY, ary ANDRY

A ma femme et mes deux fils

Ho an' ny ray aman-dreniko sy ny zandriko
Ho an' ny ray aman-drenin' ny vadiko
Ho an' ny Zaodahiko
Ho valim-babena

A ma Famille

A Mesdames Dejeans et Oulières
en témoignage d'amitié et de sympathie

AVANT - PROPOS

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au Laboratoire d'Automatique et d'Analyse des Systèmes (LAAS) du Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS)

Je remercie vivement Monsieur G. GRATELOUP, directeur du LAAS de m'y avoir accueilli et d'avoir mis à ma disposition tous les moyens nécessaires à la réalisation de cette étude. Il nous fait le grand honneur de présider notre jury de thèse. Qu'il veuille trouver ici l'expression de notre considération.

A Monsieur D. ESTEVE, directeur de Recherches au CNRS et directeur adjoint du LAAS, pour avoir été à l'origine de ce travail et pour l'intérêt qu'il a porté à notre étude, nous lui témoignons toute notre gratitude.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur R. LACOSTE, professeur à l'Université Paul Sabatier, responsable de notre formation, qui, tout au long de mes études a été d'une grande compréhension et d'un grand soutien, et qui d'autre part a accepté de participer à la commission d'examen.

Je remercie Monsieur A. MARTINEZ, maitre de conférence à l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, qui a témoigné beaucoup d'intérêt à notre travail et qui a bien voulu faire partie de notre jury de thèse.

Je remercie également Monsieur G.GUERNET, chef du Laboratoire I.R du LETI, et Monsieur M. SIRIEX, ingénieur à la Société Anonyme de Télécommunication (SAT), qui nous font l'honneur de siéger à notre commission d'examen.

Que Monsieur J. SIMONNE, chargé de Recherches au CNRS, qui m'a guidé de ses conseils et de son soutien tout au long de ce travail, trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance.

Je tiens aussi à remercier Monsieur J. FARRE, maître assistant à l'UPS, qui par son dynamisme et sa sympathie, a contribué à faciliter mon insertion dans l'équipe SPH et qui, bien sûr, par ses conseils a permis la réalisation de ce travail.

Je ne saurais oublier les Ingénieurs et les Techniciens de la division "Composants électroniques" :

. Messieurs C. PROST et J. BAUDET

. Mesdames F. ROSSEL, J. CHEVALIER, G. FADEL ainsi que Messieurs G. LACOSTE, P. FADEL, N. FABRE, G. PIERREL et C. SOLANO

Mes remerciements vont aussi à :

. Madame N. ROUSSEL et Mademoiselle M. FOURMENT pour le soin apporté à la dactylographie

. Messieurs R. ZITTEL, D. DAURAT et R. LORTAL pour l'impression de cet ouvrage.

Enfin, je noublie pas les autres membres du Laboratoire qui de part leur conseil et leur amitié ont permis de mener à bien ce travail, et plus particulièrement mes collègues "3ème cycle".

Liste des Symboles

A	aire de Grille
C	capacité de la structure MIS par unité d'aire
C_d	capacité de la zone de charge d'espace
C_{HF}	capacité de la structure MIS en régime d'inversion et en H.F
C_I	capacité de la couche isolante
C_M	capacité de la structure MIS en régime de déséquilibre consécutive à un échelon de tension
C_N	contraste
C_O	capacité du MIS au régime permanent consécutive à un échelon de tension
C_S	capacité associée aux états de surface
C_{ST}	capacité parasite
C_T	capacité totale mesurée ($C_T = AC + C_{ST}$)
C (t)	capacité dynamique du MIS à l'instant t en régime transitoire
d	épaisseur de l'isolant
Eg	bande interdite du semiconducteur
f_T	fréquence de transition du MIS
G	conductance du MIS
Gg	conductance associée à la génération thermique dans la charge d'espace
h	constante de Planck
$(J_g)I_g$	(densité de) courant de génération dans la zone de charge d'espace
$(J_D)I_D$	(densité de) courant de diffusion dans la région quasi neutre à la limite de la zone de charge d'espace
$(J_S)I_S$	(densité de) courant de génération superficiel latéral
$(J_B)I_B$	(densité de) courant du fondambiant
k	constante de Boltzmann
K_I	constante diélectrique de l'isolant
K_S	constante diélectrique du semiconducteur
L_D	Longueur intrinsèque de Debye
m_e^+	masse effective des électrons
m_h^+	masse effective des trous
N_I	flux de photons incidents
N_B	flux de photons du fond ambiant
N_i	quantité de charges de la couche d'inversion $\frac{(Q_i)}{q}$
N_D	dopage du substrat

N_T	densité de pièges présents dans l'isolant
N_{SS}	densité d'états de surface
n_i	densité intrinsèque du semiconducteur
q	charge de l'électron en volume absolu
Q_d	charge de la zone dépeuplée
Q_G	charge sur l'électrode de grille
Q_i	charge de la couche d'inversion
$(Q_i)max$	charge maximale pouvant être stockée à la surface d'un MIS
(Q_{ph})	charge de la couche d'inversion dûe à la génération photonique seul
Q_{SS}	charge des états de surface
ΔR	Responsivité
R	variation de responsivité
S_o	vitesse de recombinaison en surface
T	température en ° K
T_I	temps d'intégration
T_R	temps de relaxation
T_{Rth}	Temps de relaxation thermique
	potentiel normalisé par rapport à U_T.
$U_T = \frac{kT}{q}$	potentiel thermodynamique
u_G	potentiel réduit de grille
u_S	potentiel de surface normalisé
u_{SM}	potentiel de surface en régime de désertion profonde
u_{SO}	potentiel de surface à l'équilibre à la suite d'un échelon de tension
u_f	potentiel de fermi
V_G	potentiel de grille
V_{Gi}	tension de grille dans le cas idéal
W	épaisseur de la zone dépeuplée
Wo	épaisseur de la zone dépeuplée à l'équilibre
W_M	épaisseur maximum de la zone dépeuplée en régime de déséquilibre thermodynamique
φ_S	potentiel de surface du semiconducteur par rapport au volume neutre
φ_{SM}	potentiel de surface en régime de déséquilibre termodynamique

φ_{S0} potentiel de surface en régime permanent

ε_o permittivité du vide

η_T efficacité de transfert

η efficacité quantique

τ_g durée de vie des porteurs minoritaires dans la zone de charge d'espace

τ_D durée de vie des porteurs minoritaires dans le volume quasi neutre à une distance L_p de la zone de charge d'espace

Symboles photo-métriques :

$W(W_\lambda)$ Emittance Energétique (spectrale)

$W_{\lambda m}$ Emittance Energétique maximale

$\varepsilon(\varepsilon_\lambda)$ Emissivité (spectrale)

ΔW_λ contraste absolue

$\frac{\Delta W_\lambda}{W_\lambda}$ contraste relatif

INTRODUCTION

Le rayonnement infra rouge est la partie du spectre électromagnétique qui s'étend de 0,75 à 1000µm. L'un des intérêts de cette bande spectrale vient de ce qu'elle représente le seul domaine de longueur d'onde où le rayonnement émis provient directement de la matière, c'est à dire où l'énergie de vibration des molécules est transformée directement en photons, alors que les images du spectre naturel visible sont produites essentiellement par réflexion.

Tout corps à une température différente du zéro absolu, plongé dans l'atmosphère terrestre, émet, absorbe et réfléchit le rayonnement I.R* de façon caractéristique. Ne serait-ce que parce que la sensibilité de l'oeil ne permet pas la vision directe de ce rayonnement, un système de détection, non seulement sensible à ce type de photons émis mais permettant de discerner des différences de température existant entre les éléments d'une scène, est nécessaire pour réaliser l'observation. Un tel système est appelé système d'imagerie thermique dans la mesure où chaque élément de la scène peut être caractérisé par une température équivalente tenant compte de l'émissivité de ce point.

Pour être en mesure d'observer à distance, il est de plus nécessaire que l'atmosphère laisse passer le rayonnement. Les longueurs d'onde d'observation ne peuvent en conséquence correspondre qu'à des fenêtres de transmission, certains constituants de l'atmosphère terrestre tels la vapeur d'eau et le gaz carbonique absorbant, en effet, les longueurs d'onde associées à certains états discrets possibles de ces molécules. Les deux fenêtres retenant le plus l'attention sont les bandes [3-5 µm] et [8- 14 µm] . L'orientation du choix entre ces deux gammes vient de ce que l'on cherche souvent à détecter de petites variations de température dans un paysage à grand gradient de Température. On verra que la différence de température minimum détectable, ΔT, dépend et de la température moyenne du paysage et du système.

Les détecteurs disponibles actuellement peuvent être groupés en deux catégories suivant le mécanisme physique impliqué :

- Les détecteurs thermiques qui utilisent l'énergie des photons reçus pour produire une élévation de température ; tels les bolomètres, les thermistances, les thermocouples...

* I.R pour Infra rouge.

- les détecteurs quantiques qui intègrent la quantité de photons reçus par unité de temps et qui utilisent l'effet photoconducteur ou photovoltaïque.

Mais ceux-ci nécessitent pour obtenir une image, des moyens mécaniques de lecture qui limitent les performances et la fiabilité du système utilisé ou encore présentent un encombrement qui reste un obstacle à la réalisation de systèmes sophistiqués, même lorsque les problèmes de balayage mécanique peuvent être évités par l'utilisation d'une mosaïque de photodiodes placée dans le plan focal d'une optique.

Plus récemment, le développement des dispositifs à transfert de charges [1] à la lecture et au traitement du signal permet d'envisager une nouvelle génération de senseurs dans laquelle le nombre d'éléments sensibles pouvait être considérablement accru.

Cette étape a d'abord été franchie dans les applications relatives au rayonnement visible et au proche I.R grâce à la maitrise de la technologie silicium.

L'élargissement de cette technique à la détection I.R demandait soit l'utilisation du Silicium dopé avec des impuretés telles que l'Indium ou le Gallium, soit l'adaptation des systèmes CCD classiques à d'autres matériaux dont les caractéristiques autorisent la détection dans les fenêtres atmosphériques préalablement considérées.

Même si la première solution pouvait à priori s'avérer la plus prometteuse, c'est en fait la technique utilisant des semiconducteurs composés III-V et II-VI qui enregistra un engouement le plus spectaculaire Il est certain que l'exemple du Silicium a été utile pour aborder l'étude de ces nouveaux systèmes ; mais rapidement on se rendit compte que les problèmes spécifiques à ces matériaux demandaient de reprendre complètement l'analyse de leurs propriétés.

L'étude que nous présentons dans ce mémoire se place plus précisément dans ce cadre.

Les dispositifs élémentaires que nous serons amenés à caractériser sont du type "dispositifs à injection de charges" - C.I.D (Charge injection Device) - élaborés sur substrat d'Antimoniure d'Indium, de type N, d'origine

MCP et dopé Tellure dans la gamme 2.10^{14} - 2.10^{15} cm^{-3}. Ces dispositifs essentiellement composés de deux capcités MIS adjacents sont appelés à être utilisés dans une mosaïque bidimensionnelle 16 x 32 éléments travaillant dans le plan focal d'une optique et dont l'élaboration est entreprise par la société Anonyme de Télécommunication.

Cependant, même si nos efforts ont porté essentiellement sur la physique du dispositif, l'objectif "Système" de cette étude, qui au plan national a rassemblé industriels et organismes de recherches publiques, reste le fil conducteur de ce travail ; raison pour laquelle nous nous sommes également penchés sur les propriétés du rayonnement I.R.

Ces remarques conduisent au plan suivant,que nous avons adopté : Dans un premier chapitre, après un bref rappel des propriétés du rayonnement I.R ; nous évaluerons les principales voies permettant de réaliser un système de détection I.R basé sur le transfert de charges.
Le second chapitre est consacré à l'étude de la capacité MIS en tant que détecteur de rayonnement, les paramètres définissant les performances du détecteur seront alors examinés. La conception d'un système d'imagerie I.R basé sur ce principe nous amènera à certaines limitations et contraintes de fonctionnement, c'est ce que nous nous proposons d'évaluer. Sachant, d'autre part, que le choix de la capacité MIS comme détecteur de rayonnement ne se justifie que par le mode de lecture et de traitement du signal, nous introduirons succintement le fonctionnement d'une structure CID.
Dans le troisième chapitre, nous caractériserons les paramètres essentiels que nous aurons tirés des données théoriques du chapitre précédent. En particulier, nous évaluerons la durée de vie des porteurs minoritaires et le temps de relaxation.

L'état actuel de la technologie pour ce type de dispositifs et la différence apportée par le semiconducteur nous conduisent à des phénomènes qui n'apparaissaient pas dans le MOS Silicium. Nous nous proposons, dans le chapitre quatre, d'analyser ces phénomènes.

Enfin, le dernier chapitre fera état de la faisabilité des systèmes I.R.C.C.D* et I.R.C.I.D** monolithiques.

I.R.C.C.D* Dispositif à transfert de charges opérant dans le spectre I.R
I.R.C.I.D** Dispositif à injection de charges opérant dans le spectre I.R

CHAPITRE I

RAPPELS DES PROPRIETES DU RAYONNEMENT I.R

CONSIDERATIONS SUR LES DETECTEURS I.R

I. 1 Rappels des principales lois du rayonnement.

Ce fut PLANCK qui le premier établit les lois de rayonnement d'un corps en considérant une source supposée parfaite appelée corps noir.

Il en déduisit que la distribution spectrale du rayonnement d'un corps noir pouvait être représentée, pour une température donnée, par la relation (1.1), fig (1) [2] :

$$W_\lambda(\lambda) = \frac{c_1}{\lambda^5} \quad \frac{1}{(e^{c_2/\lambda T} - 1)} \qquad (1.1)$$ avec

$$c_1 = 2\pi hc^2 = 3{,}74.10^4 \quad W.\mu m^4.cm^{-2}$$

$$c_2 = \frac{ch}{k} = 1{,}44.10^4 \, \mu m.\,^\circ K$$

où W est le flux énergétique de rayonnement émis à la longueur d'onde par unité d'aire du corps noir.

Le flux énergétique total émis sur tout le spectre de rayonnement du corps noir est, d'autre part, relié à sa température par la relation de STEFAN-BOLTZMANN [2] :

$$W = \sigma T^4 \qquad (1.2) \quad \text{où} \quad \sigma = 5{,}67.10^{-12} \quad W.cm^{-2}.\,^\circ K^{-4}$$

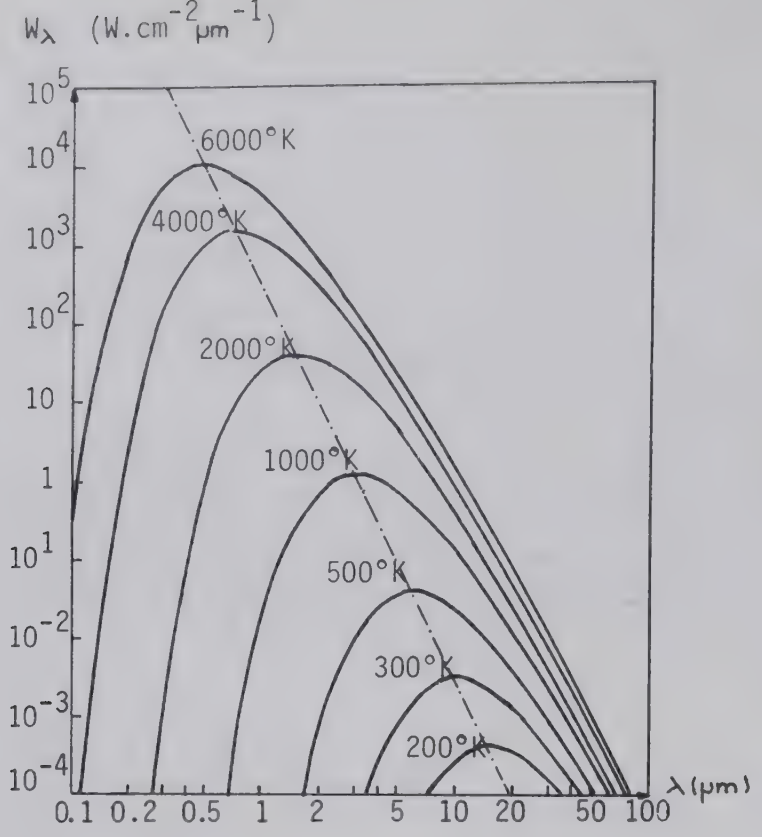
L'observation de la réponse spectrale, $W_\lambda(\lambda)$, d'un corps noir à une température donnée nous montre l'existence d'un maximum dont WIEN exprima la loi de déplacement par les relations [2]

$$\lambda_m T = a \qquad (1.3) \qquad \text{avec} \qquad a = 2897{,}8 \quad ^\circ K$$

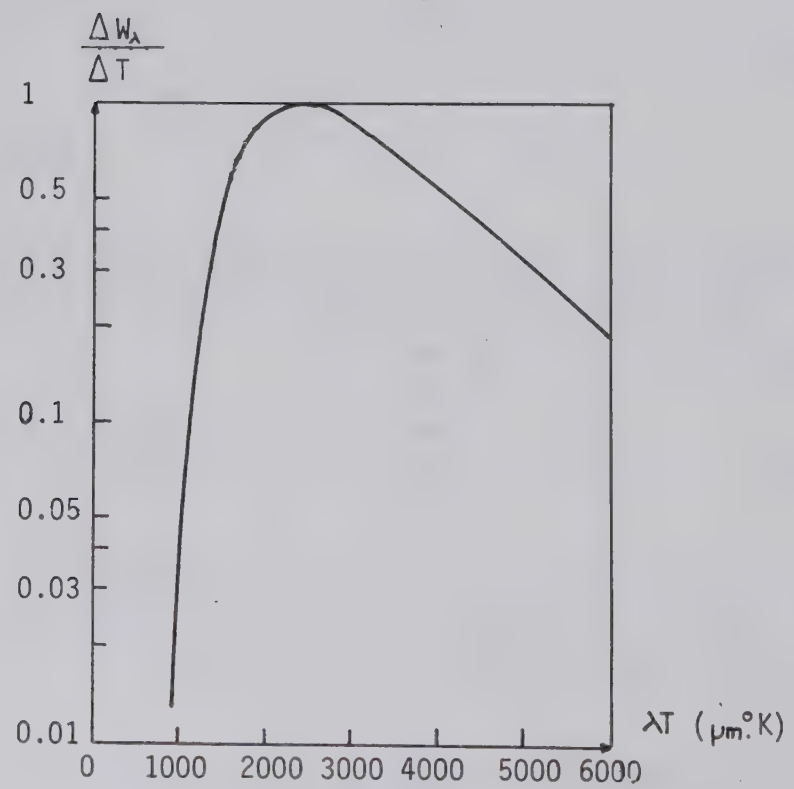
$$W_{\lambda m} = bT^5 \qquad (1.4) \qquad \text{avec} \qquad b = 1{,}286.10^{-15} \; W.cm^{-2}\mu m^{-1}\,^\circ K^{-5}$$

On constate donc que si l'on travaille au maximum d'émission spectrale, $W_{\lambda m}$, on pourrait obtenir une meilleure sensibilité de détection puisque pour cette valeur un faible écart de température s'accompagnerait d'une grande variation de flux.

Dans le cas de la température de l'atmosphère terrestre ($T \simeq 300$ K) cet optimum se situe à une longueur d'onde voisine de $10\,\mu m$.



- fig (1) - Réponses spectrales d'un corps Noir



- fig (2) - Contraste absolu présenté par deux éléments d'une scène pour un écart de température ΔT

I. 1 Rappels des principales lois du rayonnement.

Ce fut PLANCK qui le premier établit les lois de rayonnement d'un corps en considérant une source supposée parfaite appelée corps noir.

Il en déduisit que la distribution spectrale du rayonnement d'un corps noir pouvait être représentée, pour une température donnée, par la relation (1.1), fig (1) [2] :

$$W_\lambda(\lambda) = \frac{c_1}{\lambda^5} \quad \frac{1}{(e^{c_2/\lambda T} - 1)} \qquad (1.1)$$

avec $c_1 = 2\pi hc^2 = 3{,}74.10^4$ W.μm^4.cm^{-2}

$c_2 = \frac{ch}{k} = 1{,}44.10^4 \mu m.\,^\circ K$

où W est le flux énergétique de rayonnement émis à la longueur d'onde par unité d'aire du corps noir.

Le flux énergétique total émis sur tout le spectre de rayonnement du corps noir est, d'autre part, relié à sa température par la relation de STEFAN-BOLTZMANN [2] :

$$W = \sigma T^4 \qquad (1.2) \quad \text{où} \quad \sigma = 5{,}67.10^{-12} \quad W.cm^{-2}.\,^\circ K^{-4}$$

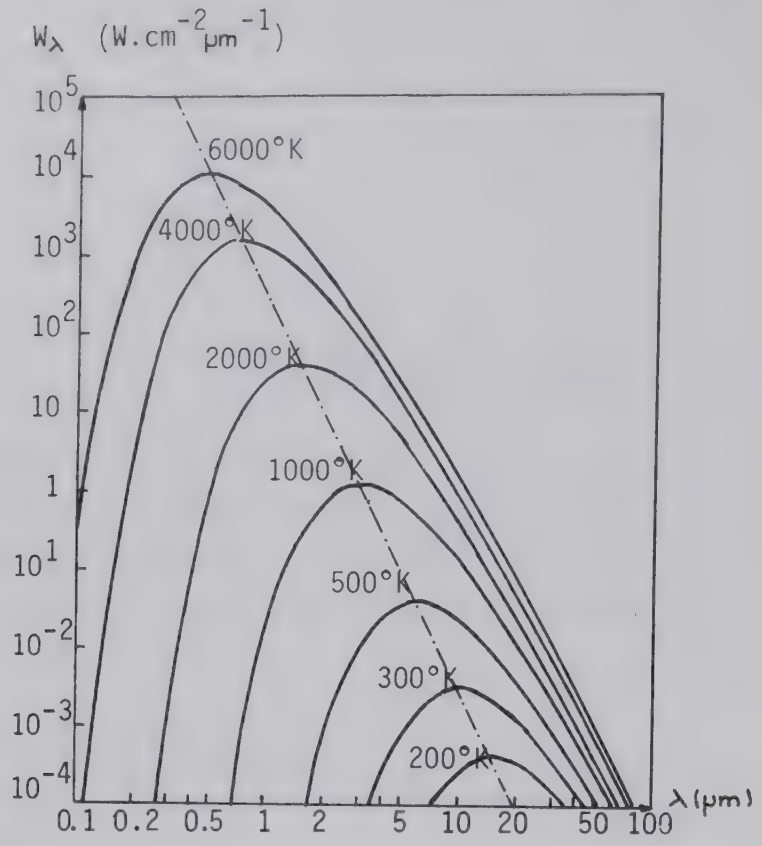
L'observation de la réponse spectrale, $W_\lambda(\lambda)$, d'un corps noir à une température donnée nous montre l'existence d'un maximum dont WIEN exprima la loi de déplacement par les relations [2]

$$\lambda_m T = a \qquad (1.3) \qquad \text{avec} \qquad a = 2897{,}8 \quad ^\circ K$$

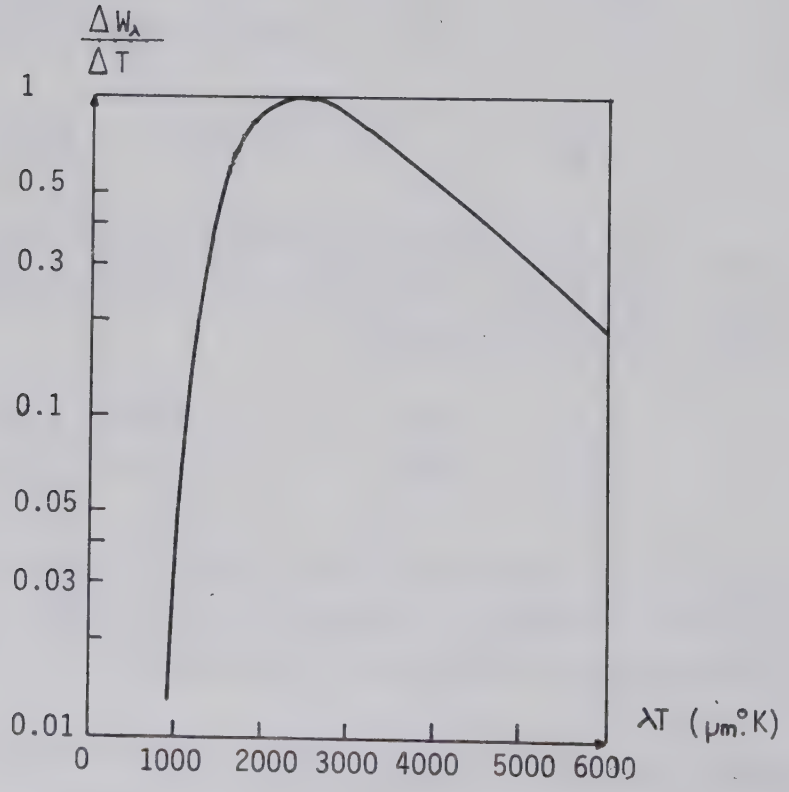
$$W_{\lambda m} = bT^5 \qquad (1.4) \qquad \text{avec} \qquad b = 1{,}286.10^{-15}\ W.cm^{-2}\mu m^{-1}\,^\circ K^{-5}$$

On constate donc que si l'on travaille au maximum d'émission spectrale, $W_{\lambda m}$, on pourrait obtenir une meilleure sensibilité de détection puisque pour cette valeur un faible écart de température s'accompagnerait d'une grande variation de flux.

Dans le cas de la température de l'atmosphère terrestre ($T \simeq 300$ K) cet optimum se situe à une longueur d'onde voisine de 10 μm.



- fig (1) - Réponses spectrales d'un corps Noir



- fig (2) - Contraste absolu présenté par deux éléments d'une scène pour un écart de température ΔT

Les lois de rayonnement énoncées précédemment sont, en fait, valables pour un corps noir supposé comme étant une source de rayonnement parfaite. Ce n'est, cependant, pas le cas de tous les corps. Aussi, pour caractériser la différence d'émission de chaque matériau, un coefficient appelé émissivité est défini comme le rapport du flux émis par le corps en question, W'_λ , sur celui du corps noir, W_λ .

$$\varepsilon_\lambda = \frac{W'_\lambda}{W_\lambda} \qquad (1.5)$$

Chaque point d'une scène à observer est donc caractérisé par sa température et son émissivité. De plus, on est amené à définir le plus faible écart de température décelable entre des objets voisins d'une scène observée.

La variation du flux rayonné, ΔW_λ , pour deux objets dont les températures respectives sont T et $T + \Delta T$ caractérisera le contraste absolu et sera maximale à une longueur d'onde, $\lambda'm$, telle que $\frac{d}{d\lambda}(\Delta W_\lambda)$ soit nulle fig (2).

Une approximation proposée par SANDERSON [3] donne une expression reliant la longueur d'onde, λ'_m, à la température moyenne du fond ambiant pour le corps noir, qui est de la forme :

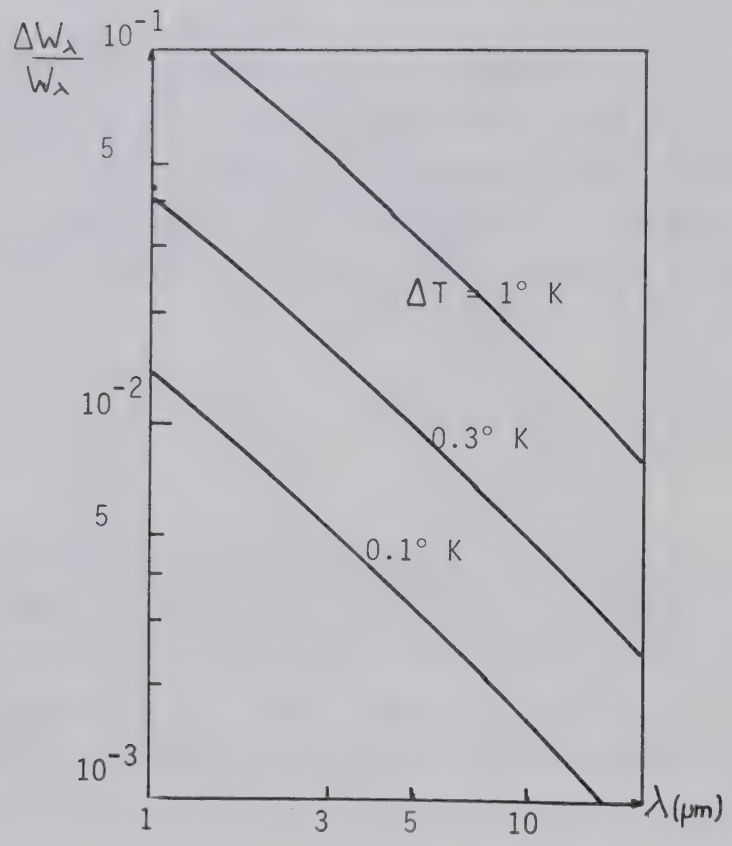
$$\lambda'_m . T \simeq 2411 \qquad (1.6)$$

Ainsi, pour une température de 300°K cette longueur d'onde est sensiblement égale à 8 µm.

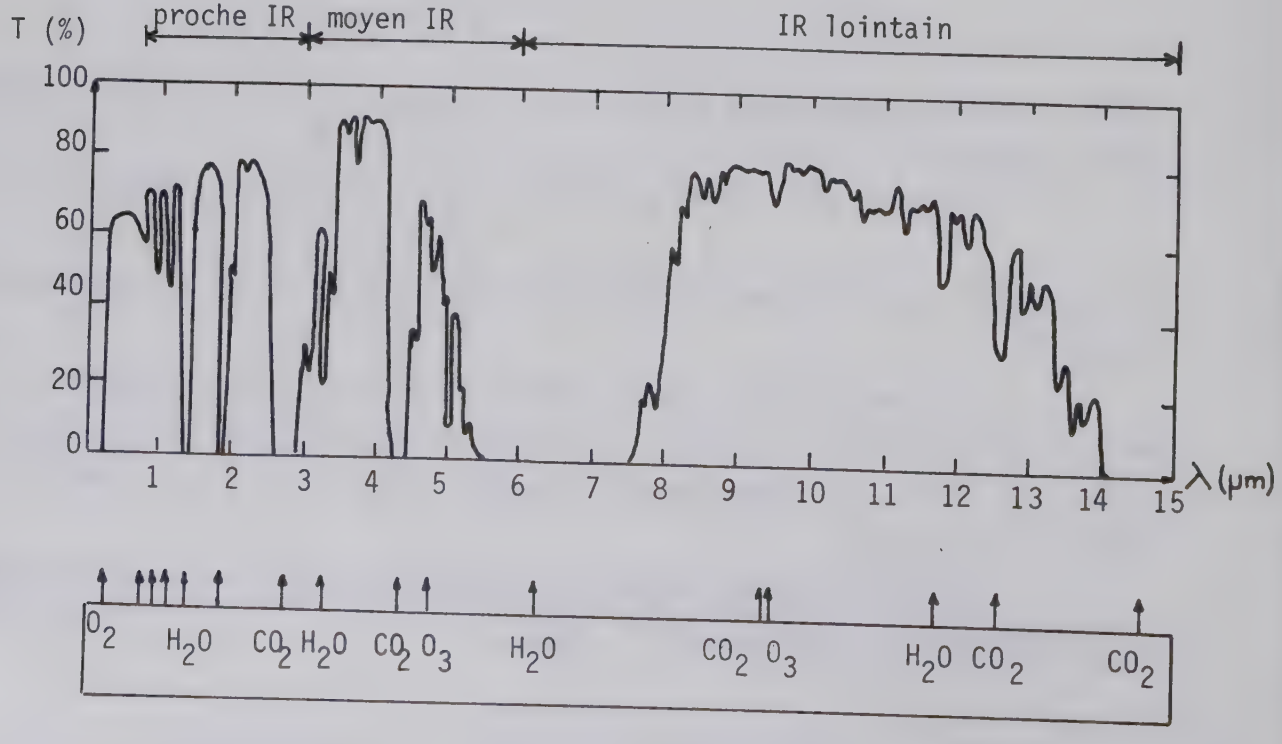
La notion de contraste relatif, $\frac{\Delta W_\lambda}{W_\lambda}$, peut être également utilisée. Ce paramètre apparait comme une fonction décroissante de la longueur d'onde [4] fig (3).

De façon pratique, on retiendra qu'une variation de température de 0,1°K par rapport à la température moyenne du fond ambiant de 300°K entraine un contraste relatif de 1 % dans la fenêtre $[2\text{-}2{,}5\,\mu m]$ et moins de 0,1 % dans la fenêtre $[8\text{-}14\,\mu m]$.

On peut déjà vérifier qu'une gamme bien appropriée au fonctionnement du détecteur se situera entre 1 et 10 µm.



- fig (3) - Contrastes relatifs présentés par deux éléments d'une scène pour différent écarts de température ΔT, dont la température moyenne du fond ambiant est de 300°K.



- fig (4) - Spectre typique de Transmission de l'atmosphère.

I. 2. Fenêtres atmosphériques

La composition de l'atmosphère terrestre est telle qu'elle absorbe une partie des radiations du spectre électromagnétique. En particulier, la transmission du rayonnement I.R ne se fait pas de manière identique pour tout le spectre. Les bandes d'absorption les plus importantes se situent entre [2,5 - 3µm]; [5 - 8µm]et au delà de 14µm ainsi que le montre la fig (4), et varient en fonction de paramètres tels que la teneur en vapeur d'eau de l'atmosphère et le degré d'importance de gaz carbonique et d'ozone présents.

Du point de vue pratique, les systèmes de détection, que l'on peut utiliser dans les gammes de longueur d'onde qui retiennent notre attention, seront principalement classés en deux catégories : ceux travaillant dans la fenêtre [3 - 5µm]et ceux opérant dans la fenêtre [8 - 14µm].

I. 3. Conception du système de détection quantique

Nous utiliserons dans ce travail des détecteurs I.R réalisant l'intégration de charges photoniques à la surface d'une capacité MIS, § II - 2. La conception d'un tel détecteur va dépendre essentiellement du matériau de base et du mode de traitement du signal.

I. 3.1. Matériaux utilisés dans un détecteur I.R

Les propriétés optiques d'un cristal semiconducteur sont caractérisées par certains paramètres dont l'un, la largeur de bande interdite E_g, détermine la longueur d'onde maximale λ_c, pouvant être absorbé dans le semiconducteur.

Cette longueur d'onde dite longueur d'onde de coupure est reliée à E_g par l'expression :

$$\lambda_c = \frac{hc}{E_g}$$

$$\text{soit} \quad \lambda_c\ (\mu m) = \frac{1,24}{E_g\ (eV)} \qquad (1.7)$$

Le semiconducteur étant transparent à toute longueur d'onde plus grande que λ_c. Dans le cas des matériaux intrinsèques, cette condition impose le choix d'un semiconducteur de largeur de bande interdite faible pour travailler dans l'une des fenêtres [3 - 5µm] et [8 - 14µm] ($E_g \leq 400$ meV pour $\lambda_c \geq 3\,\mu m$).

A cette fin, nous avons à notre disposition des composés binaires tels que ceux présentés dans le tableau ci-après :

- Tableau I -

Matériaux	Bande interdite (mev)	Longueur d'onde de coupure (μm)
InSb	224	5,6
InAs	345	3,6
PbS	467	3
PbSe	248	5

Mais aussi des structures ternaires dont la variation de composition des constituants offre l'avantage du choix de λ_c. Ainsi, le $Hg_x Cd_{(1-x)}Te$ pour lequel λ_c varie de 5,6 à 13,8 μm lorsque x varie de 0,27 à 0,19

De même, le $Pb_x Sn_{(1-x)}Te$ auquel correspond les longueurs d'onde 5,6 et 12,4 μm pour une variation de x de zéro à 0,2.

Une autre solution est l'utilisation d'un matériau de plus grande bande interdite à condition d'y introduire un niveau d'impureté suffisamment proche de l'une des bandes. On a affaire cette fois à un matériau extrinsèque. C'est le silicium qui, en raison de son degré de connaissance avancé, a été le plus expérimenté dans cette classe de détecteur. Divers types de dopants ont, dans ce cas, été employés comme le montre le tableau suivant :

- Tableau II -

Dopants	Energie d'ionisation (mev)	Longueur d'onde de coupure (μm)
P	45	27,6
As	53,7	23,1
Sb	43	28,8
Bi	70,6	17,6
B	43,85	28,2
Al	68,5	18,2
Ga	72,3	17,2
In	155,4	8

L'inconvénient du silicium extrinsèque vient d'une part de son point de fonctionnement thermique très bas qui nécessite des Températures d'utilisation de 15 à 30° K pour le fonctionnement dans la fenêtre $[8 - 14\mu m]$ et de 40 à 65° K pour la gamme $[3 - 5\mu m]$ et d'autre part de la faible efficacité quantique qu'il présente. Cet argument incite les utilisateurs à choisir la solution du matériau intrinsèque fonctionnant à 77° K et dans certains cas à des températures plus élevées, même si l'état de l'art de ces semiconducteurs est loin d'avoir atteint celui du silicium.

Cette étude utilisera essentiellement l'InSb et $Hg_xCd_{(1-x)}Te$ pour $x = 0,27$ ($\lambda_c = 5\mu m$) en raison de la disponibilité de ces matériaux.

I. 3.2. Mode de traitement du signal

La réalisation d'un système d'imagerie comporte en dehors d'un organe de détection proprement dit, une électronique permettant de lire le signal associé au flux de photons intégrés. L'avènement des dispositifs à transfert de charge (CCD)* ou à injection de charge (CID)** permet la

* CCD = Charge coupled device

** CID = Charge injection device

conception d'un système détection-lecture monolithique et constitue une solution extrêment prometteuse pour les applications où l'on souhaite augmenter le nombre d'éléments dans le plan focal d'une optique.

Nous présenterons dans le chapitre II, le principe de fonctionnement de ces modes de lecture. Le choix du CCD ou du CID étant souvent dicté par les applications du dispositif étudié.

De toute façon, il faut retenir que le principe de fonctionnement de l'un et de l'autre est relativement proche. Pour des raisons essentiellement de mise en oeuvre, les structures que nous étudierons dans ce mémoire seront du type CID.

¥ ¥

¥

Après avoir rappelé les lois fondamentales du rayonnement et inventorié les différents systèmes qui nous étaient proposés pour mettre en oeuvre un dispositif de détection I.R, nous avons opté pour un système du type CID élaboré sur matériau intrinsèque de faible largeur de bande interdite du type InSb et à un degré moindre HgCdTe. Ce choix implique l'étude d'une technique radicalement différente de celle utilisée avec le silicium. Ces différences ont trait à la fois au matériau nouveau que constitue l'InSb avec comme particularité importante, celle d'entrer dans la catégorie des semiconducteurs à faible bande interdite, et au type d'isolant que l'on fait croitre ou qui est rapporté sur le substrat.

Les procédures d'étude que nous utiliserons s'inspirent au départ de celles employées pour le silicium et en particulier de l'analyse de la capacité élémentaire du type MIS¥ . Mais, nous verrons que leurs interprétations doivent être élargies en fonction des matériaux nouveaux utilisés.

C'est ce point que nous nous attacherons, dans le chapitre suivant, à étudier ainsi que les caractéristiques de cette classe d'éléments utilisés comme détecteur.

¥ MIS = Metal-isolant-semiconducteur.

CHAPITRE II

CARACTERISTIQUES DE LA CAPACITE MIS COMME DETECTEUR DE RAYONNEMENT

CONSIDERATION THEORIQUE SUR CE TYPE DE DETECTEURS OPERANT DANS LE SPECTRE I.R

Le principe de base d'utilisation d'une capacité MIS comme détecteur photonique consiste à placer celle-ci en régime de dépeuplement ou déplétion profonde et d'utiliser le puits de potentiel ainsi formé en surface pour stocker les charges issues d'un flux de photons incidents. Le principe de fonctionnement implique deux conditions :

- D'une part, le semiconducteur doit être tel qu'il ne soit pas transparent au rayonnement incident.

- D'autre part, la période d'intégration des charges photoniques doit être suffisamment courte pour que les processus de génération - recombinaison soient inopérantes durant celle ci.

Le mode de fonctionnement s'appuie par conséquent sur les propriétés que présentent une capacité MIS en régime de déséquilibre thermodynamique. Celles-ci ont été, dans les années 70, étudiées sur des structures au silicium de façon extensives par plusieurs équipes de chercheurs [5][6][7]

Nous en rappellerons les résultats les plus marquants afin de pouvoir apprécier ensuite les différences apportées par l'InSb. Nous compléterons cette présentation par une introduction au fonctionnement des systèmes à transfert de charges.

II. 1. Régimes de Fonctionnement d'une structure MIS

II. 1.1. Régime permanent

Le schéma des bandes d'Energie d'une structure MIS de type N, dans le cas idéal et sans polarisation de grille est représenté par la figure (5).

Pour chaque type de semiconducteur, le signe et l'amplitude de la tension appliquée sur la grille par rapport au substrat déterminent les régimes de fonctionnement suivant fig (6) :

- Accumulation, si les porteurs majoritaires sont attirés à la surface du semiconducteur

- La désertion qui correspond à une attraction des porteurs majoritaires dans le volume et qui se traduit, par conséquent, par une région superficielle dépeuplée de tous porteurs de charges libres.

- L'inversion qui apparait lorsque dans le cas précédent l'amplitude de la tension appliquée est suffisante pour former une couche superficielle de porteur minoritaires (couche d'inversion).

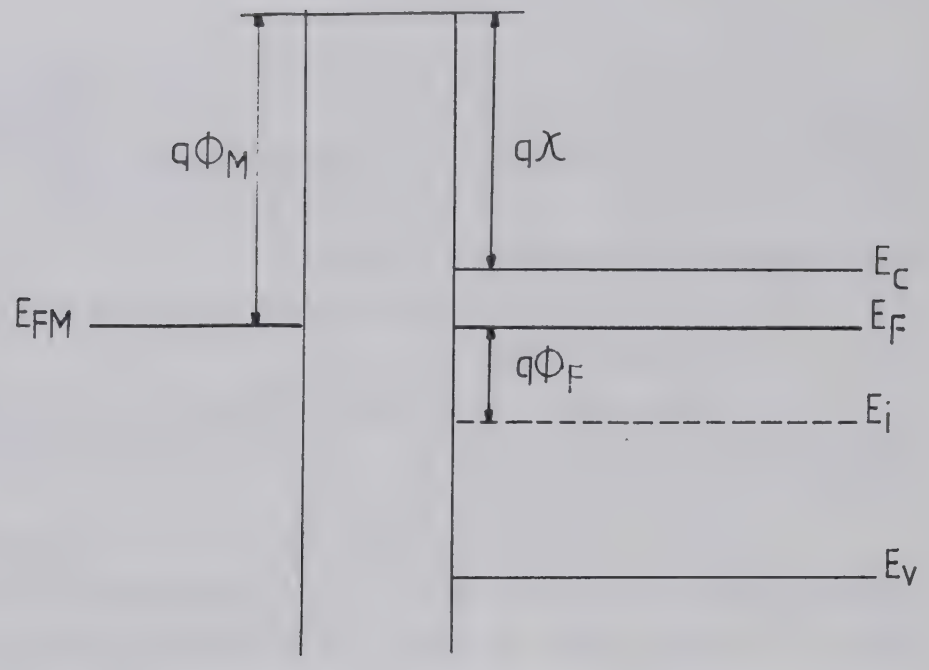


Fig. 5 - Schéma des bandes d'énergie d'une structure MIS idéale sans polarisation de grille.

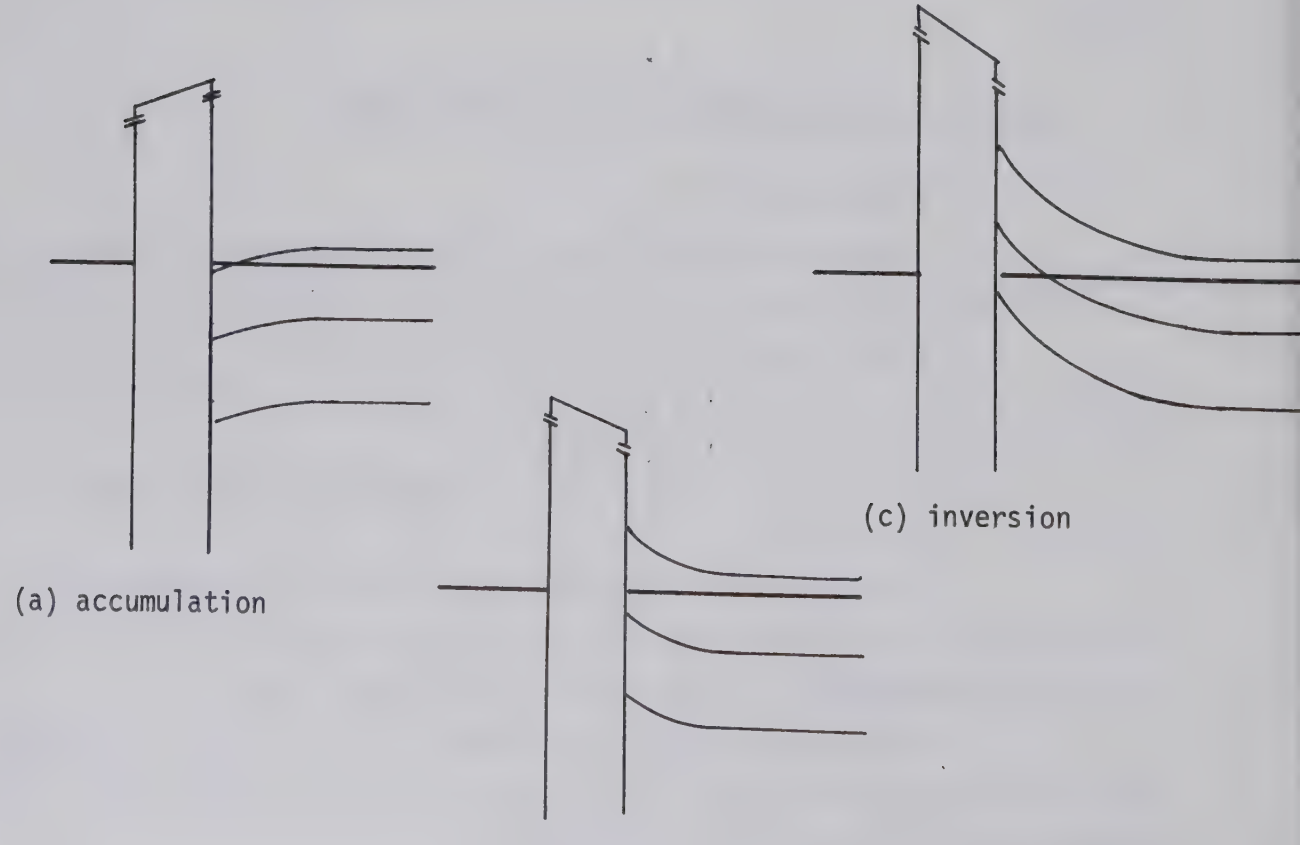


Fig. 6 Régimes de fonctionnement d'une structure MIS

Quel que soit le régime permanent considéré, on peut écrire que la répartition des charges sur l'électrode de grille et à la surface du semiconducteur vérifie l'équation de neutralité s'exprimant sous la forme [8] :

$$Q_G = U_T C_1 (u_G - u_S) = -Q_{SC} = 2qn_i L_D u_S / |u_S| F(u_S, u_f) \qquad (2.1)$$

$$F(u_S, u_f) = \left[\exp(u_S - u_f) + \exp(u_f - u_S) + (u_S - 1)\exp(u_f) - (u_S + 1)\exp(-u_f) \right]^{1/2} \qquad (2.2)$$

$$L_D = \left(U_T \varepsilon_0 K_S / 2qn_i \right)^{1/2} \qquad (2.3)$$

expressions dans lesquelles les symboles u représentent des tensions normalisées par rapport à U_T.

Nous retiendrons, en particulier, qu'en inversion la charge induite dans le semiconducteur comprend :

- la charge, $Q_d = qN_D W_o$, due à la zone dépeuplée en surface et qui est indépendante de la tension appliquée.
- et une charge, Q_i, d'inversion en surface qui ne dépend que de la tension appliquée V_G.

II. 1.2. Régime transitoire

C'est le régime de fonctionnement que l'on observe si l'on applique un saut de tension sur la grille à partir d'un état initial que l'on supposera correspondre, à titre d'exemple, à la condition de bandes plates (flat band). Celui ci ne sera observé de façon sensible que si l'on cherche à générer en surface une zone d'inversion. En effet, dans le cas de l'accumulation et de la désertion, les constantes de temps associées au mouvement des seuls porteurs majoritaires interessés sont de l'ordre du temps de relaxation diélectrique (10^{-12}s).

Dans le cas où l'échelon de tension appliqué est tel qu'il corresponde à la formation d'une couche d'inversion en surface, le temps nécessaire permettant d'atteindre le régime permanent dépendra de la vitesse à laquelle les porteurs minoritaires pourront être créés. Par conséquent, dès que la structure est soumise à l'échelon de tension aucun porteur minoritaire n'ayant eu le temps d'être créé, la condition de neutralité (2.1) valable à tout instant implique que la charge, Q_G, apportée par le saut de tension

V_G soit équilibrée côté semiconducteur par l'extension de la zone de charge d'espace fig (7). C'est le régime de désertion profonde. Cette charge d'espace se réduit ensuite progressivement, au fur et à mesure de la création des porteurs minoritaires, jusqu'à ce qu'elle atteigne la valeur de qN_DW_o fig (8)

Dans ce cas, ce régime de déséquilibre peut être caractérisé par un paramètre, ξ (t), qui traduit la différence entre les deux pseudo niveaux de Fermi qui s'établissent dans le semiconducteur, l'équation de neutralité prenant alors la forme [8] :

$$Q_G = U_T C_I (u_G - u_s) = - Q_{sc} = 2qn_i L_D u_s/|u_s| F(u_s, \xi, u_s) \qquad (2.4)$$

$$F(u_s, \xi, u_f) = \left[\exp(u_s - \xi - u_f) + \exp(u_f - u_s) + (u_s - 1)\exp(u_f) - (u_s + \exp(-\xi))\exp(-u_f)\right]^{1/2} \qquad (2.5)$$

Nous allons maintenant examiner les différents mécanismes de génération des porteurs minoritaires qui tendent à ramener la structure à l'équilibre.

Les études entreprises sur le silicium [9] ont montré que ceux-ci étaient générés essentiellement dans la région dépeuplée du semiconducteur et dans les zones latérales superficielles de la structure MIS, ou pouvaient être encore issus de la région quasi neutre à une longueur de diffusion, Lp, de la zone de charge d'espace, fig (9). Le régime transitoire dépend en conséquence des constantes de temps associées à chacun de ces phénomènes.

II . 1.2.1. Courant de génération dans la zone de charge d'espace.

Si Ug représente le taux de génération des porteurs minoritaires en un point de la zone de charge d'espace, le courant associé à celui-ci s'exprime sous la forme :

$$Ig = qA \int_0^W Ug \, dx \qquad (2.6)$$

où A représente la surface de la grille et W la profondeur de la zone dépeuplée.

Si d'autre part, nous nous appuyons sur la statistique de SHR [10] nous pouvons, en première approximation, supposer Ug constant dans toute la région de charge d'espace ; Ug prend alors la valeur [11] :

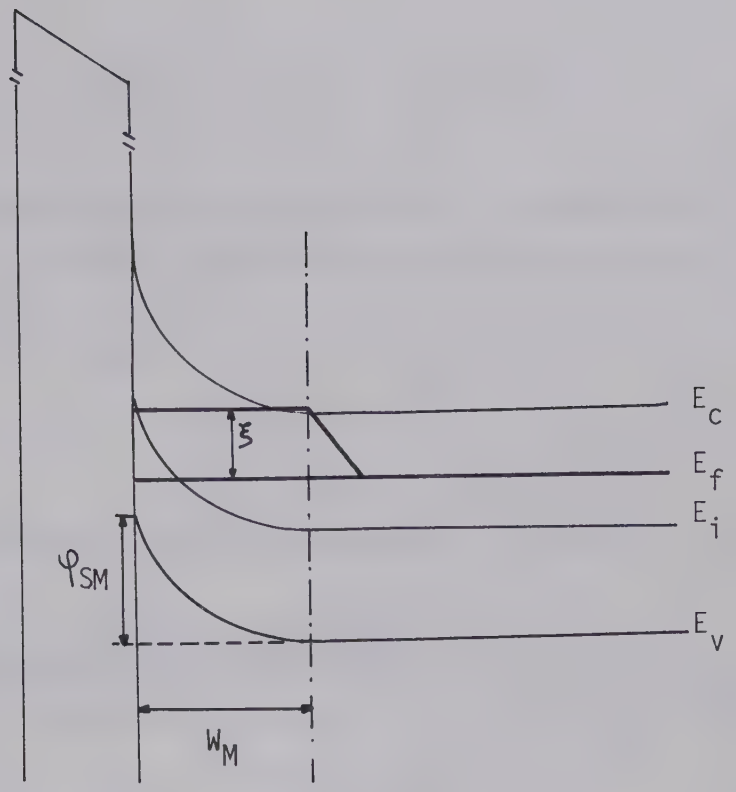


Fig. 7 - Régime de deplétion profonde

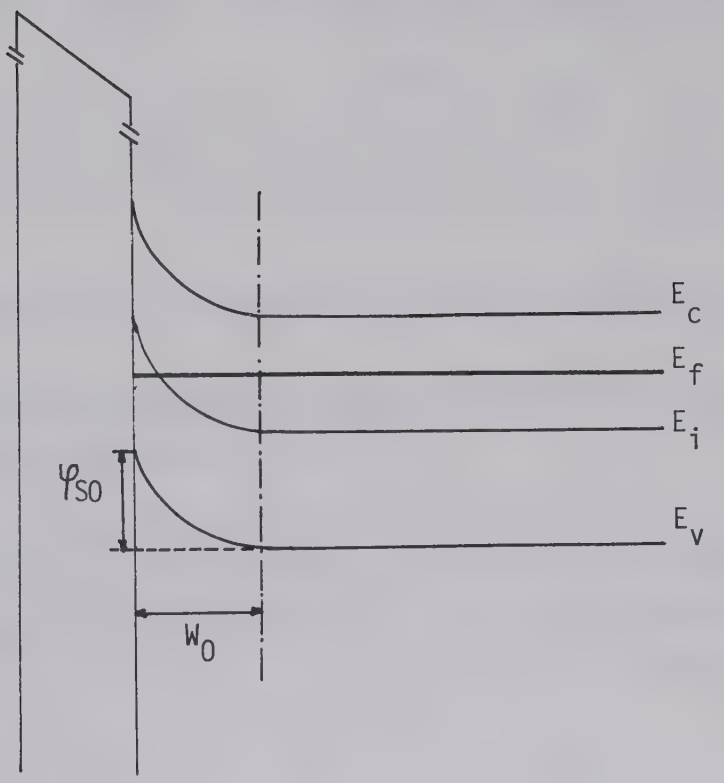


Fig. 8 - Régime permanent d'inversion.

$$Ug \simeq \frac{n_i}{2\tau_g} \qquad (2.7)$$

où τ_g définit la durée de vie des porteurs minoritaires dans ce domaine. La densité de courant correspondant devient :

$$Jg \simeq \frac{qn_i}{2\tau_g} \quad W \qquad (2.8)$$

II. 1.2.2. Courant de génération superficiel latéral

Si, de la même façon, on définit un taux de génération superficiel, U_S, dont l'origine est due à une concentration importante de centres recombinants en surface. Le courant correspondant s'écrit :

$$I_S = q \iint_S U_S ds \qquad (2.9)$$

En s'appuyant sur les mêmes approximations que dans le cas précédent, U_S peut être considéré comme constant et s'exprime sous la forme [11] :

$$U_S \simeq \frac{n_i S_o}{2} \qquad (2.10)$$

d'où, $$J_S \simeq \frac{qn_i S_o}{2} \qquad (2.11)$$

S_o étant la vitesse de recombinaison en surface.

II. 1.2.3 Courant de diffusion dans la région quasi neutre à la limite de la zone de charge d'espace.

Ce courant va prendre naissance dans la région quasi neutre comprise entre le volume du semiconducteur et la zone de charge d'espace. On définit, dans ce cas, un taux de génération U_D qui permet de donner l'expression de ce courant :

$$I_D = qA \int_W^{W + Lp} U_D \, dx \qquad (2.12)$$

où Lp est la longueur de diffusion des porteurs minoritaires.

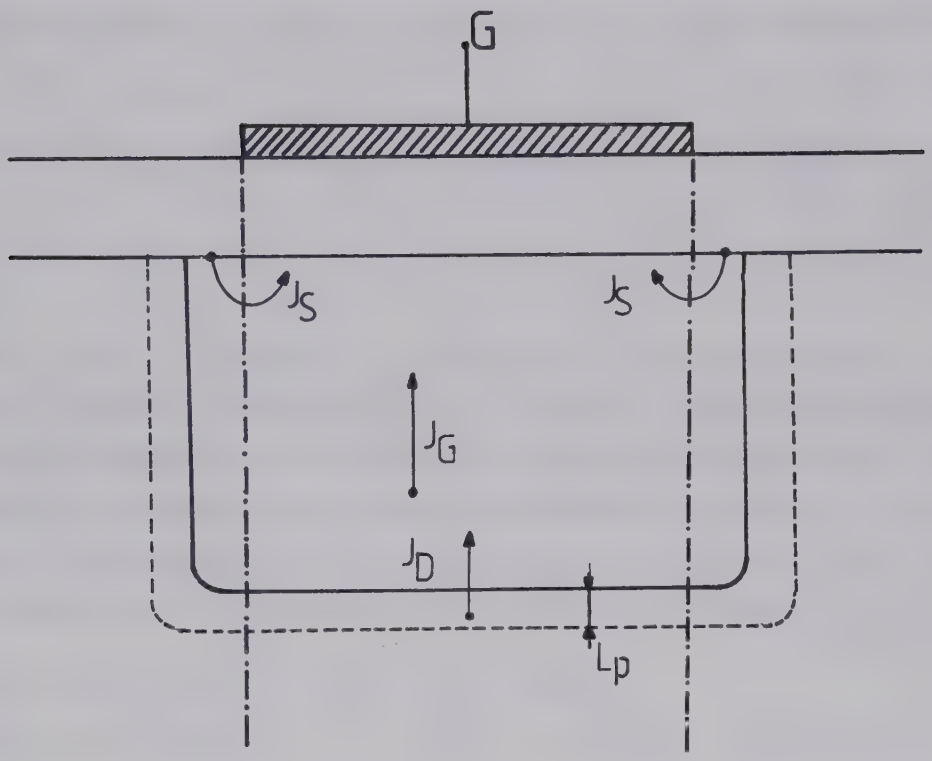


fig (9) - Différents courants contribuant à la formation de la couche d'inversion

Une approximation analogue aux précédentes permet de considérer Ud, constant dans la zone concernée, sous la forme :

$$U_D \simeq \frac{n_i^2}{N_D} \quad \frac{1}{\tau_D} \qquad (2.13)$$

d'où il découle : $$J_D \simeq \frac{qn_i}{N_D} \quad \frac{Lp}{\tau_D} \qquad (2.14)$$

τ_D étant la durée de vie des porteurs minoritaires dans le volume quasi neutre.

II. 1.2.4. Expression du courant d'obscurité dans le cas du silicium

Les différents mécanismes de génération thermique de porteurs minoritaires qui contribuent à la formation de la couche d'inversion constitue le courant d'obscurité et dont la densité, J, est :

$$J = J_g + J_S + J_D \qquad (2.15)$$

En pratique, pour le silicium, la composante J_D est de trois ordres de grandeur inférieure aux deux autres et peut être négligée. D'autre part, J_S est d'autant plus importante que l'état de la surface est mauvais. La maitrise actuelle de la technologie permet de minimiser le plus souvent ce paramètre en regard de Jg. On peut donc, dans la majeure partie des cas, admettre que Jg apporte la contribution la plus sensible au courant d'obscurité et écrire :

$$J \simeq Jg \qquad (2.16)$$

III. 2. Evaluation d'une structure MIS comme détecteur

Les performances d'une structure MIS utilisée comme détecteur de rayonnement vont dépendre des paramètres liés au matériau semiconducteur, à l'isolant et à la couche métallique.

Nous allons, dans ce paragraphe, examiner l'influence de chacun d'entre eux sur les caractéristiques de la structure.

III. 2.1. Durée de vie des porteurs minoritaires - Temps de relaxation thermique

La structure MIS portée en désertion profonde va pouvoir stocker les charges d'origine photonique de manière efficace à condition que les charges générées thermiquement durant l'intervalle d'intégration, T_I, puissent être considérées comme négligeables dans la formation de la couche d'inversion.

Il est donc essentiel d'avoir accès aux facteurs définissant le courant d'obscurité pour analyser le pouvoir de détection de la structure.

Pour le Silicium, l'action de minimiser le courant de génération dans la charge d'espace sera obtenue en agissant sur le dopage et surtout sur la durée de vie g.

Ce dernier paramètre peut être, en particulier, déduit d'une mesure du temps de relaxation thermique T_{Rth} - ou temps de retour à l'équilibre - (structure dans l'obscurité), faisant suite à une mise en désertion profonde ainsi que nous le présentons dans le calcul ci-après.

Si V_G désigne l'échelon de tension appliqué à la structure, initialement dans les conditions de bandes plates, l'hypothèse d'une désertion profonde s'exprime, à partie de (2.4), selon la relation approchée (2.17) qui suppose la zone de charge d'espace vide de porteurs libres :

$$U_T\, C_I\, (u_G - u_{SM}) = - Q_{SC} = qN_D\, W_M = (2\varepsilon_o\, K_S\, qN_D\, U_T)^{1/2}\; u_{SM}^{1/2} \qquad (2.17)$$

expression qui peut encore être mise sous la forme :

$$u_G = u_{SM} + \beta\, u_{SM}^{1/2} \qquad (2.18)$$

avec $$\beta = \frac{1}{C_I} \cdot \left(\frac{2\,\varepsilon_o\, Ks\, qN_D}{U_T}\right)^{1/2} \qquad (2.19)$$

Au cours de ce transitoire, la formation d'une charge d'inversion, Q_i (t), va réduire progréssivement la profondeur de la région dépeuplée, de telle sorte que (2.17) s'écrive :

$$u_G = u_S\,(t) + \frac{Qi}{C_I} + u_S^{1/2}\,(t) \qquad (2.20)$$

L'origine de la couche d'inversion étant supposée provenir de la densité de courant Jg, on a de plus d'après (2.8) :

$$\frac{dQ_i}{dt} = Jg \simeq \frac{qn_i}{2\,g}\; W(t) \qquad (2.21)$$

qui s'exprime en fonction de U_S sous la forme :

$$\frac{dQ_i}{dt} = \frac{qn_i}{2\tau g}\left(\frac{2\varepsilon_0 K_s U_T}{qN_D}\right)^{1/2} u_S^{1/2}(t) \qquad (2.22)$$

La différenciation de l'équation (2.20) donne avec (2.22) une équation différentielle du premier ordre :

$$\left(\frac{\beta + 2u_s^{1/2}}{2u_s^{1/2}}\right)\frac{du_s}{dt} + \alpha u_s^{1/2} = 0 \qquad (2.23)$$

en posant

$$\alpha = \frac{1}{C_I}\,\frac{qn_i}{2\tau g}\left(\frac{2\varepsilon_0 K_s U_T}{qN_D}\right)^{1/2} \qquad (2.24)$$

Le temps de relaxation, T_{Rth} sera celui au bout duquel le potentiel de surface sera passé de la valeur initiale U_{SM} à la valeur fianle de régime permanent, soit $u_{SO} \simeq 2u_f$.

$$T_{Rth} = -\frac{1}{\alpha}\int_{u_{SM}}^{u_{SO}} \left(\frac{\beta + 2u_S}{2u_S^{1/2}}\right)\frac{du_S}{u_S^{1/2}} \qquad (2.25)$$

dont l'intégral nous donne :

$$T_{Rth} = \frac{2}{\alpha}\left(u_{SM}^{1/2} - u_{SO}^{1/2}\right) + 2\frac{\beta}{\alpha}\,Ln\left(\frac{u_{SM}^{1/2}}{u_{SO}^{1/2}}\right) \qquad (2.26)$$

L'intérêt de cette expression (2.26) est de présenter la sensibilité de T_{Rth} aux paramètres de la structure. Ainsi, à travers α et pour un saut de tension donné, T_{Rth} augmentera avec la capacité de l'isolant, ce qui implique la recherche à cet égard d'un diélectrique de grande permittivité, et avec la durée de vie τg, ce qui entraine la recherche d'un matériau semiconducteur de grande pureté.

L'exemple courant pour le silicium est l'obtention de durées de vie voisines de 10^{-6} seconde.

III. 2.2. Efficacité quantique

Considérons un flux incident de photons, N_I, sur le détecteur, une partie seulement sera effectivement absorbée par le semiconducteur après traversée de l'atmosphère, de la grille métallique et du diélectrique et donnera naissance à des charges électriques dans le semiconducteur. On définira alors une efficacité quantique η telle que, si l'on admet que la charge intégrée est proportionnelle au temps d'exposition au rayonnement, la charge collectée en surface aura une expression de la forme :

$$Q_{ph} = q\eta N_I \, t \qquad (2.27)$$

Le choix d'un matériau diélectrique présentant un bon coefficient de transmission est donc nécessaire de manière à conserver par ailleurs une bonne tenue en tension. D'autre part, comme électrode de grille, un dépôt métallique également le plus transparent possible au rayonnement sera retenu.

On remarque que ces conditions sont compatibles avec celles requises dans le § II.2.1 pour obtenir un temps de relaxation optimal.

Pour ce qui concerne les cellules que nous étudions, les différents types d'isolant ont été : le monoxyde de silicium (SiO), l'alumine ($Al_2 O_3$) l'oxyde anodique, Fluorure de magnésium (MgF_2) d'épaisseurs voisines de 1200 Å et recouverts d'environ 100 Å de chrome constituant l'électrode de grille.

III. 2.3. Quantité maximum de charges stockables

La charge maximale, qui peut être présente en surface d'une cellule MIS polarisée sous V_G, est la charge d'inversion correspondant au régime permanent déterminé par V_G. Exprimée en fonction du potentiel du surface, $u_s \simeq 2u_f$, celle ci se déduit directement de l'équation de neutralité et vaut [12]:

$$Q_{imax} = U_T C_I (u_G - 2u_f - \beta(2u_f)^{1/2}) \qquad (2.28)$$

Pour que cette charge représente la totalité de la charge photonique intégrée et ne puisse être affectée par la génération thermique, il faut de plus que le temps d'intégration, T_I, soit faible vis a vis du temps de relaxation thermique calculé en (2.26). Pour respecter cette condition, on admet que le détecteur ne doit pas être utilisé pendant un temps supérieur à $T_R/10$.

Nous pouvons remarquer, une nouvelle fois, que le paramètre Q_{imax} sera d'autant plus grand que C_I est grande et que la tension, V_G, appliquée est élevée.

II. 2.4. Optimisation d'une cellule détectrice

Nous avons, en premier lieu, analysé les différents mécanismes physiques qui prennent naissance dans le silicium et qui constituent une limitation dans l'utilisation des détecteurs photoniques. Nous avons retenu, d'autre part, que c'était la génération thermique dans la zone de charge d'espace qui constitue la principale composante du courant d'obscurité dans ce matériau. Sachant que, dans le cas du silicium, des temps de retour à l'équilibre de l'ordre de plusieurs secondes à plusieurs dizaines de secondes sont couramment obtenus, le paramètre essentiel limitant la sensibilité du détecteur est défini par la quantité maximale de charges stockables que l'on pourrait accroître avec la tension, V_G, appliquée ; cette dernière n'étant limité que par le claquage du diélectrique.

On constate donc, dans ce cas particulier, que l'optimisation des performances du détecteur est essentiellement un compromis entre les qualités diélectriques de l'isolant et la tension appliquée, V_G.

II. 3. Conception d'un détecteur sur antimoniure d'indium (InSb)

Il est logique que, pour aborder la conception d'un détecteur sur InSb, on s'inspire de l'analyse faite sur le dispositif silicium. Cette procédure est celle qui a été généralement utilisée car elle permet de voir au moins comment les limitations repertoriées précédemment sont modifiées dans ce nouveau cas.

Ajouté à l'intervalle spectral de fonctionnement plus étendu, le paramètre qui va engendrer les différences les plus marquées est la faible largeur de bande interdite de ce semiconducteur composé.
C'est ce que nous nous proposons maintenant d'analyser.

II. 3.1. Influence de la largeur de bande interdite sur la température de fonctionnement

La densité de porteurs intrinsèques n_i, du silicium à une température de 300°K est voisine de $1{,}6.10^{10}$ cm^{-3}. A la même température, ce paramètre est de plusieurs ordres de grandeur plus élevé ($n_i \simeq 10^{16}$ cm^{-3}) pour l'InSb puisqu'il est une fonction fortement décroissante de la bande interdite du semiconducteur, qui passe de Eg(Si) = 1,1 eV à Eg (InSb) = 0,16 eV à l'ambiante, selon la relation :

$$n_i = 2\left(\frac{2\pi}{h^2} k (m_e^* m_h^*)^{1/2}\right)^{3/2} T^{3/2} \exp\left(\frac{-E_g}{2kT}\right) \qquad (2.29)$$

La conséquence d'une concentration intrinsèque aussi élevée se traduit entre autre par un accroissement du taux de génération dans la zone de charge d'espace, relation (2.7), qui ne permet pas l'utilisation du semiconducteur comme matériau détecteur.

On remarque, (2.29), que le paramètre sur lequel on doit agir pour contrarier cet effet est la température. De façon à maintenir une valeur de concentration voisine de 10^{10} cm^{-3}, nous porterons la structure à 77°K, valeur choisie en raison de la facilité d'obtention de cette condition de fonctionnement (point d'ébullition de l'azote liquide). La bande interdite du semiconducteur atteint en effet, dans ce cas, la valeur de 0,225 eV à laquelle correspond une valeur de n_i de l'ordre de $2{,}5.10$ cm^{-3}.

II. 3.2. Influence de la largeur de bande interdite sur la génération de porteurs en surface :

Effet Tunnel

Si la condition précédente représente un handicap pour une utilisation aisée d'un détecteur I.R, l'effet Tunnel que nous présentons maintenant entraine des limitations physiques encore plus contraignantes pour maintenir des performances acceptables de l'opération de stockage.

Ce phénomène, mis en évidence pour la première fois au LAAS[13] , va être d'autant plus sensible que l'on cherchera à opérer avec des rayonnements de longueur d'onde plus grande .

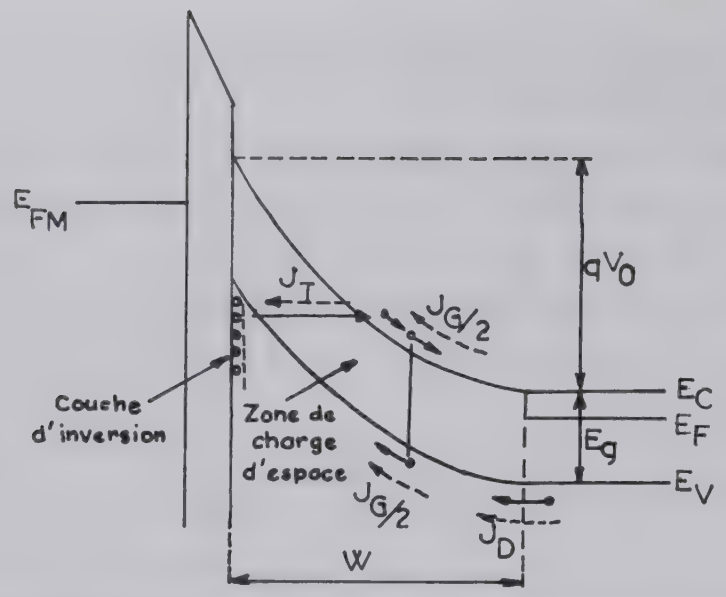


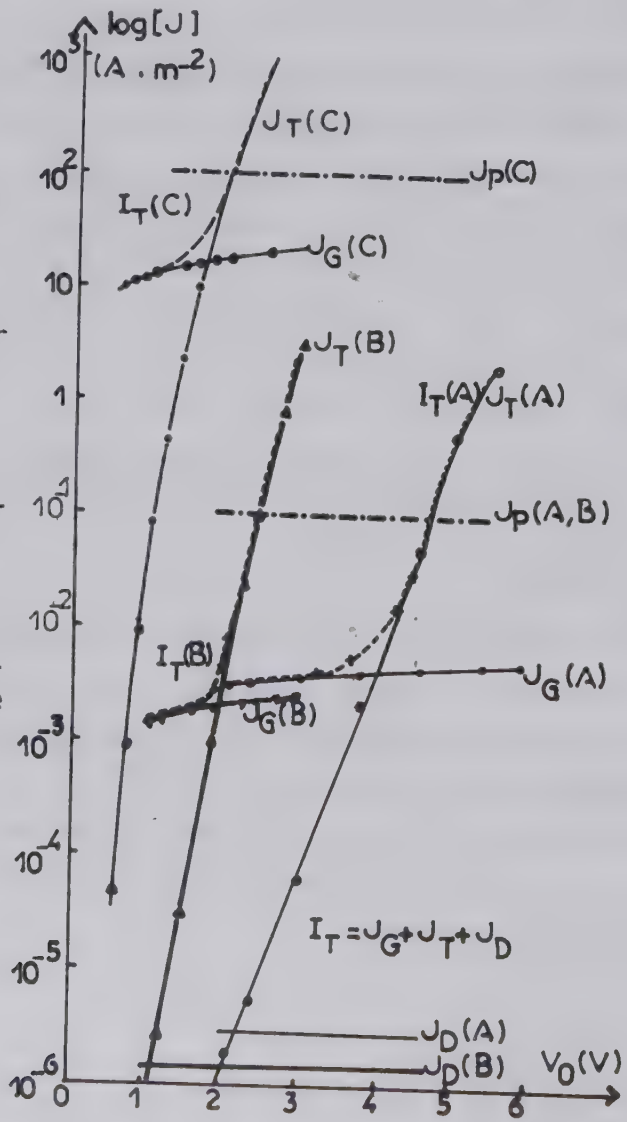
fig (10a) - Schéma des Bandes d'énergie du semiconducteur montrant l'apparition du courant Tunnel dans la formation de la couche d'inversion

J_T = densité de courant Tunnel

J_G = densité de courant de Génération thermique

J_D = densité de courant de diffusion

J_P = densité de courant photonique



(A)
InSb, $N_D = 5.10^{14}cm^{-3}$

(B)
InSb, $N_D = 10^{15}cm^{-3}$

(C)
HgCdTe (x=0,2)
$N_D = 2.10^{14}cm^{-3}$

fig (10b) - Courbes montrant l'influence des courants de génération thermique, de diffusion, photonique et Tunnel dans la formation de la couche d'inversion.

Lorsque l'on porte une capacité MIS en déplétion profonde, on crée une courbure des bandes d'énergie du semiconducteur d'autant plus forte que la tension appliquée est élevée. Si le matériau constituant le substrat présente une faible largeur de bande interdite, et c'est le cas de l'InSb, la probabilité de passage par effet tunnel des porteurs libres à travers cette bande interdite étroite augmente considérablement fig (10a) ; de telle sorte qu'à partir d'une certaine valeur du potentiel, un courant traversant la bande interdite va venir alimenter brutalement la couche d'inversion interdisant au delà de cette limite la mise en désertion profonde de la structure.

Des études théoriques ont été publiées mettant en évidence la part respective prise, dans les limitations d'utilisation des structures MIS en détecteurs IR intrinsèques, par le courant Tunnel J_T et le courant de génération thermique J_g.

On constate en particulier, dans le cas de l'InSb et pour un dopage donné, fig (10_b) qu'au delà d'un certain potentiel de surface la contribution du courant tunnel est la condition principale de limitation.

Une conclusion de cette analyse est que la dynamique du MIS sera d'autant plus limitée que la longueur d'onde de coupure du matériau sera élevée. Il découle qu'on ne pourra plus agir sur l'amplitude de V_G dans les mêmes proportions que dans le cas du silicium, comme nous l'avons montré dans le paragraphe II.2.4.

On remarquera de plus que l'influence de ce phénomène entraine de façon implicite une limitation du temps de relaxation (expression 2.26) du dispositif, qui considère uniquement le courant de génération thermique, et par suite du temps d'intégration, T_I, puisqu'il s'exprime sous la forme approchée[14] :

$$T_R \simeq \frac{C_I (\varphi_{SM} - \varphi_{SO})}{\Sigma J} \qquad (2.30)$$

relation dans laquelle ΣJ définit la somme des différents courants contribuant à la formation de la couche d'inversion.

II. 3.3. Limitations apportées par le fond ambiant

Les limitations que nous venons de présenter n'avaient trait qu'au fonctionnement de la structure dans l'obscurité. Or, dans les applications les plus courantes des systèmes d'imagerie IR, les éléments d'une scène observée sont plongés dans un environnement qui émet un flux de rayonnement, N_B, dit

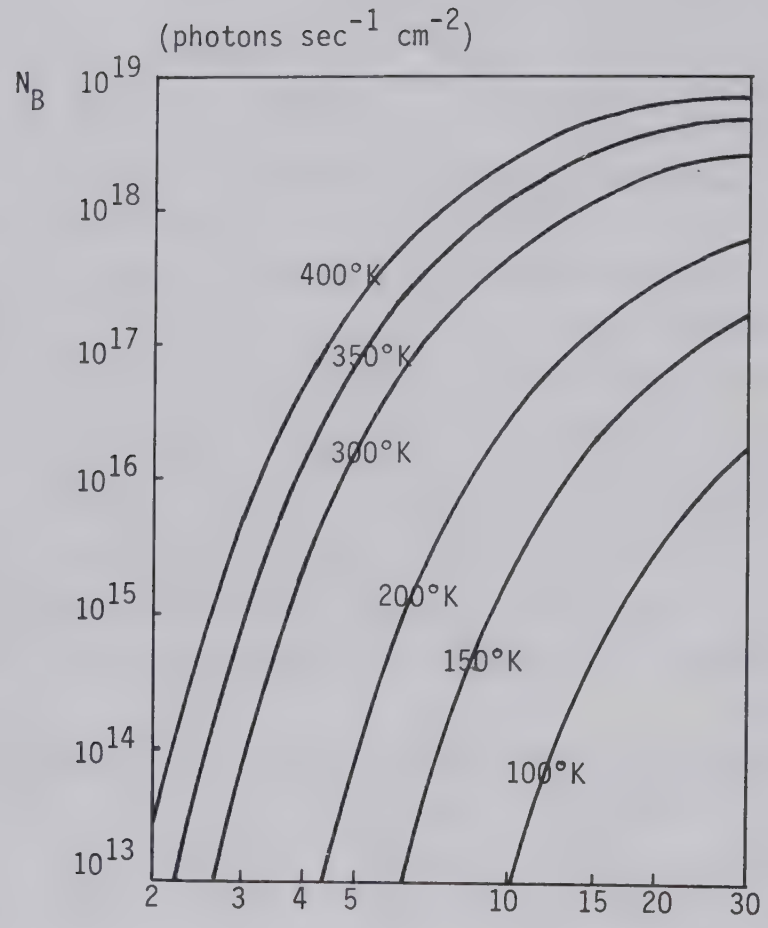


Fig. 11 - Flux du fond ambiant en fonction de la longueur d'onde

flux du fond ambiant caractéristique de la Température moyenne voisine de 300°K.

Ce flux qui est négligeable aux longueurs d'onde de fonctionnement du rayonnement visible devient appréciable dans le domaine I.R ainsi que le montre la fig (11).

Ce phénomène a pour conséquence de rendre plus difficile la détection d'une faible variation de température existant entre un élément particulier d'une scène et son fond ambiant. Dans la mise en oeuvre de la capacité MIS comme détecteur, on peut définir le courant relatif au flux du fond ambiant :

$$\frac{dQ_i}{dt} = J_B = q\eta N_B \qquad (2.31)$$

On constate par conséquent que dans la conception d'un système de détection I.R utilisant des MIS, on cherchera particulièrement à diminuer l'effet du flux du fond ambiant élevé en abaissant autant que faire se peut la température des éléments parasites environnant le détecteur.

* * *

Nous avons mis en évidence, dans les paragraphes précédents, les propriétés des dispositifs MIS en régime transitoire et montré qu'un état de désertion profonde, qui existe après application d'une tension suffisante sur la grille, pouvait être utilisé pour intégrer des charges photoniques.

Nous avons analysé les phénomènes agissant sur la relaxation de la structure dans l'obscurité durant son retour à l'état permanent et souligné que la limitation prépondérante au maintien du puits de potentiel sous la grille venait de la génération thermique dans la zone de charge d'espace.

L'utilisation d'un matériau composé du type InSb, pour étendre la gamme d'opération jusqu'à des longueurs d'onde voisines de 5µm, apporte des limitations supplémentaires liées aux mécanismes physiques prenant naissance dans les matériaux faibles gap d'une part et à la région spectrale de fonctionnement d'autre part.

Les caractéristiques fondamentales auxquelles doivent répondre les détecteurs I.R intrinsèques permettent de bien définir les données conduisant aux choix des matériaux à utiliser et en particulier du diélectrique dans le

cas des capacités MIS en raison de sa grande influence sur les performances de détection du dispositif.

Des contraintes supplémentaires, essentiellement de nature technologique, s'ajoutent à celle-ci car la solution de l'oxydation thermique et du procédé planar qui a fait ses preuves pour le silicium doit être complètement reconsidérée.

Ceci explique la diversité des types de structures que nous avons étudiés. Cependant l'essentiel de nos résultats portera sur des dispositifs, Cr.Au/SiO/InSb, aussi bien de MIS élémentaires que de structures de transfert.

Avant d'aborder le chapitre de nos expérimentations, nous rappellerons brièvement le mode de fonctionnement des cellules de transfert CID - charge injection Device - comme nous l'avons fait sur les MIS.

II. 4. Fonctionnement d'une structure à transfert de charge

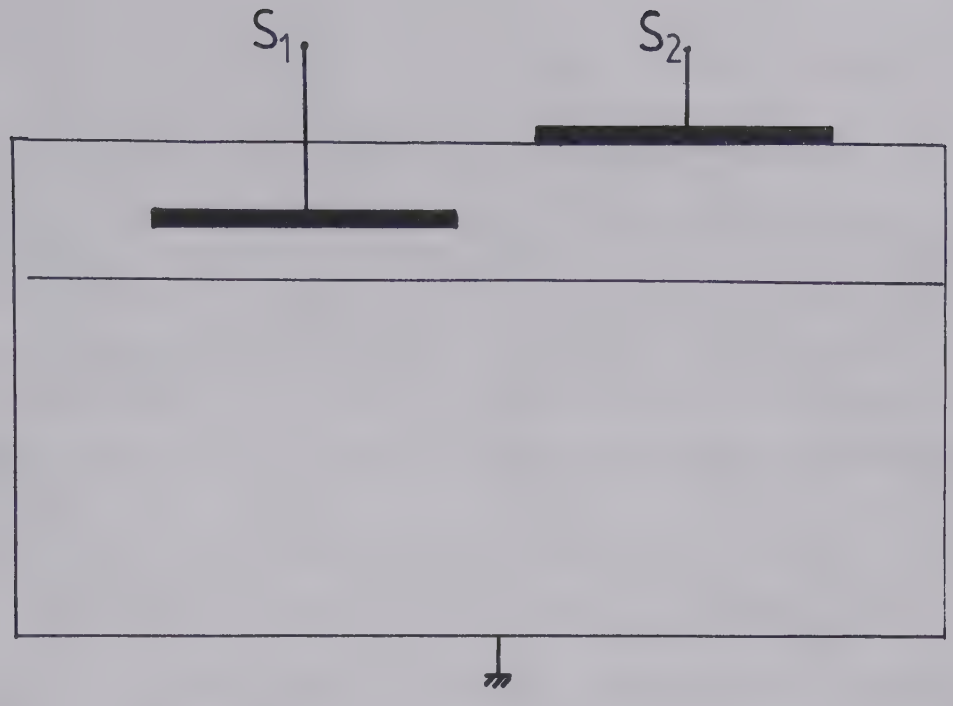
Une cellule élémentaire à transfert de charge du type CID comprend deux capacités MIS élaborées sur un même substrat semiconducteur fig(12)

Le rôle de la première qui comporte une électrode de grille, S_1, est d'intégrer les charges photoniques incidentes. Pour être lues, celles-ci doivent être transférées sous la capacité voisine, S_2, dont l'électrode est opaque, suivant un mécanisme que nous allons brièvement rappeler.

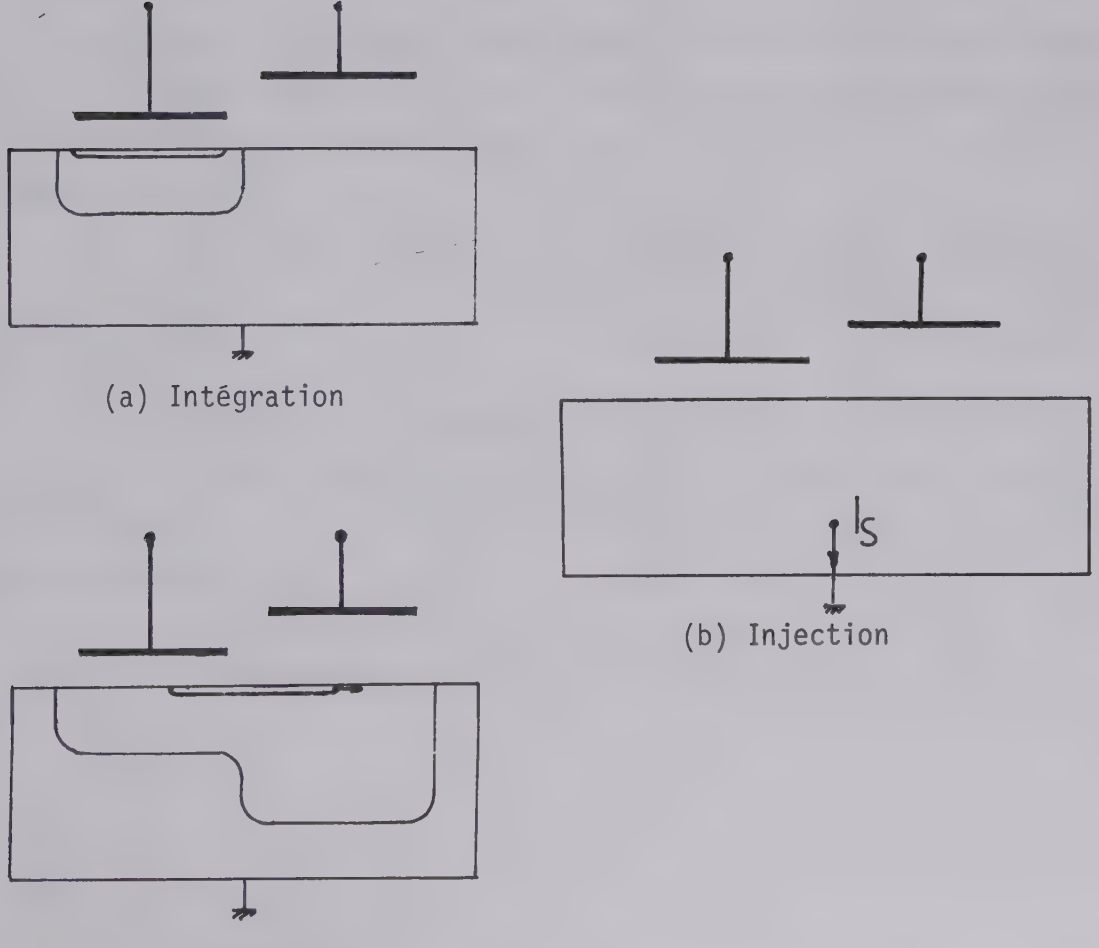
Nous savons que le processus de stockage de charges dans la structure S_1 est réalisé par création d'un puits de potentiel à l'aide d'une tension de grille, V_1, adéquate. Durant cette opération, le potentiel de la deuxième électrode sera maintenu à zéro. fig (13a)

Dans ces conditions, si l'on ramène le potentiel de S_1, à zéro, sans modifier l'état de la deuxième structure MIS, les charges stockées en surface disparaissent par recombinaison dans le substrat. fig (13b)

Si par contre, nous ramenons le potentiel de grille, V_{G1}, de S_1 à zéro et créons dans le deuxième dispositif un puits de potentiel plus profond que celui présent sous l'électrode de stockage, les charges vont être transférées du premier puit au second essentiellement par diffusion, mais aussi sous l'action de champs électriques apparaissant entre les deux structures fig (13c)



- fig (12) - Coupe schématique d'une cellule émémentaire du type CID



(a) Intégration

(b) Injection

(c) Transfert

fig (13) - Différents mécanismes de détection et de traitement du signal dans une matrice CID

- fig (14) - Schéma de principe d'une matrice bidimensionnelle CID.

Ce mécanisme intéresse toute charge participant à la formation de la couche d'inversion de la structure quel que soit son origine. Celle-ci peut être une charge générée thermiquement lorsque l'élément est dans l'obscurité ou uniquement une charge d'origine photonique s'il est éclairé durant un temps suffisamment court relativement à la relaxation thermique. Cette opération doit s'effectuer de la façon la plus parfaite possible sous peine de dégrader l'information représentée par la charge que l'on transfère. On définit par conséquent une efficacité de transfert, η_T, comme le rapport de la quantité de charge transférée sous la grille S_2 sur celle préalablement présente dans la cellule de départ.

Cette caractéristique du transfert de charge est souvent décrite par le terme d'inéfficacité, $\varepsilon = 1 - \eta_T$, que l'on cherchera à minimiser.

II. 4.1. Inéfficacité de transfert - rôle du nombre de points d'une matrice bidimensionnelle CID

Une matrice bidimensionnelle CID est définie par un nombre de cellules élémentaires S_1S_2 réparties en n lignes et p colonnes. fig (14)

Les structures semitransparentes d'une même ligne sont reliées entre elles et ont leurs grilles portées à la tension ligne. De manière analogue, les structures opaques d'une même colonne sont reliées entre elles et leurs grilles portées à la tension colonne.

Un multiplexeur ligne et un multiplexeur colonne permettent de réaliser un adressage du type XY, en fixant à un instant donné la valeur de chacune des tensions lignes et colonnes, et par conséquent de lire successivement chaque point de la matrice.

La lecture d'un point donné de la matrice entraine une opération de transfert sur chaque ligne sélectionnée ; cela signifie que, pour lire en totalité la matrice, la charge stockée dans chaque cellule subira plusieurs transferts avant d'être lue.

On constate par conséquent, dans le cadre d'un système à haut niveau d'intégration, l'importance de réduire les pertes durant le transfert.

II. 4.2. Inéfficacité de transfert - Importance du temps de transfert.

C'est sous l'action conjuguée de la diffusion thermique et de champs électriques que s'opère le passage des charges d'une structure à l'autre. Les déplacements ne se font pas de manière instantanée et il faut un certain temps de transit, t_T, pour effectuer complètement le transfert. Comme c'est la tension de grille qui définit à tout instant l'état de charge de la structure ceci signifie que le retour à zéro de cette tension doit s'opérer en un temps supérieur ou égal à t_T. Dans le cas contraire, une fraction de la charge se recombine in situ.

Par ailleurs, ce temps est également limité supérieurement pour ne pas favoriser la génération thermique et modifier ainsi l'origine des charges transférées.

Bien que l'étude du transfert en soi ne fasse pas partie intégrante de notre mémoire, des paramètres caractérisant les structures MIS réelles que nous aurons à étudier, tels le piègeage dans l'isolant, les états d'interface... ont une incidence directe sur le transfert. Ce qui justifie la courte introduction que nous venons de présenter dans ce paragraphe.

CHAPITRE III

CARACTERISATIONS EXPERIMENTALES DES PRINCIPAUX PARAMETRES DESCRIPTIFS DU DETECTEUR MIS SUR InSb

III. 1. Structures expérimentales

Les dispositifs que nous avons étudiés ont été élaborés à la Société Anonyme de Télécommunications et se présentent :

- sous forme de structures MIS élémentaires composées d'un matériau InSb de type N, d'une couche de monoxyde de Silicium déposée par évaporation thermique de 1000 à 1500 Å d'épaisseur et d'un film de chrome déposé par pulvérisation cathodique. fig (15)
- et sous forme de structures de transfert non coplanaires dont l'élément semitransparent garde les caractéristiques analogues à celui d'un MIS élémentaire, l'élément de transfert comportant une couche diélectrique supplémentaire de 1500 Å de SiO_2 pulverisé. fig (16)

Dans les deux cas, la prise de contact est réalisée sur une troisième couche de renfort de 5000 Å de SiO_2. A des fins de comparaison, d'autres éléments ont été mesurés ; ils présentent des caractéristiques technologiques qui seront précisées en temps utile.

Le choix du type N du matériau de base a été dicté par les meilleures performances des paramètres obtenus sur cette catégorie de matériaux et en particulier la durée de vie. La valeur du dopage du substrat est liée essentiellement aux limitations apportées par le courant tunnel bande à bande dont on cherche à retarder le plus possible le déclenchement.

Sur la figure (17), nous avons tracé, selon les études théoriques développées par FARRE et Al [13] , la valeur du maximum de potentiel de surface en fonction du dopage au-delà de laquelle le courant tunnel apporte une contribution supérieure à 10 % du courant d'origine photonique. Cette figure met en évidence l'avantage à utiliser des substrats InSb dopés au voisinage de $10^{14} cm^{-3}$, ce qui représente à peu près la limite inférieure de ce qui est actuellement disponible sur le marché en qualité MIS.

Les dispositifs sont ensuite montés sur boitiers du type TO5, enfermés dans une cavité métallique pour réduire l'effet du fond ambiant, reliés par cables coaxiaux au reste du montage de mesure et plongés dans un bac d'azote liquide. L'ensemble des expérimentations que nous avons effectuées se limitent, en effet, à une étude en obscurité.

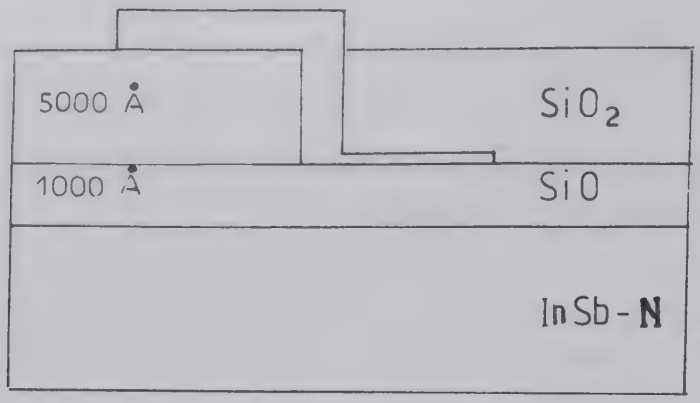


fig. 15 - MIS élémentaire

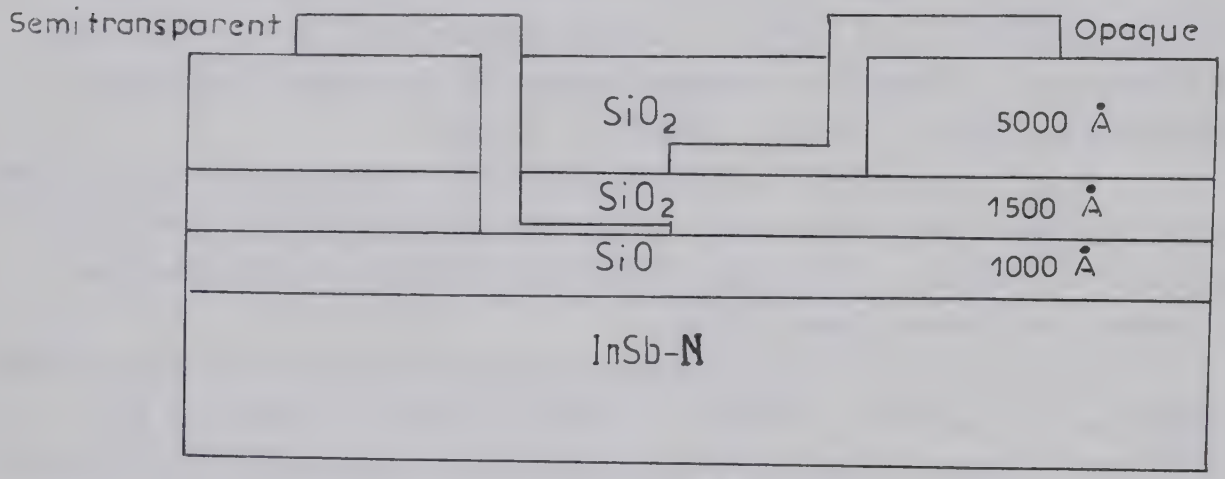


fig. 16 - Structure de transfert

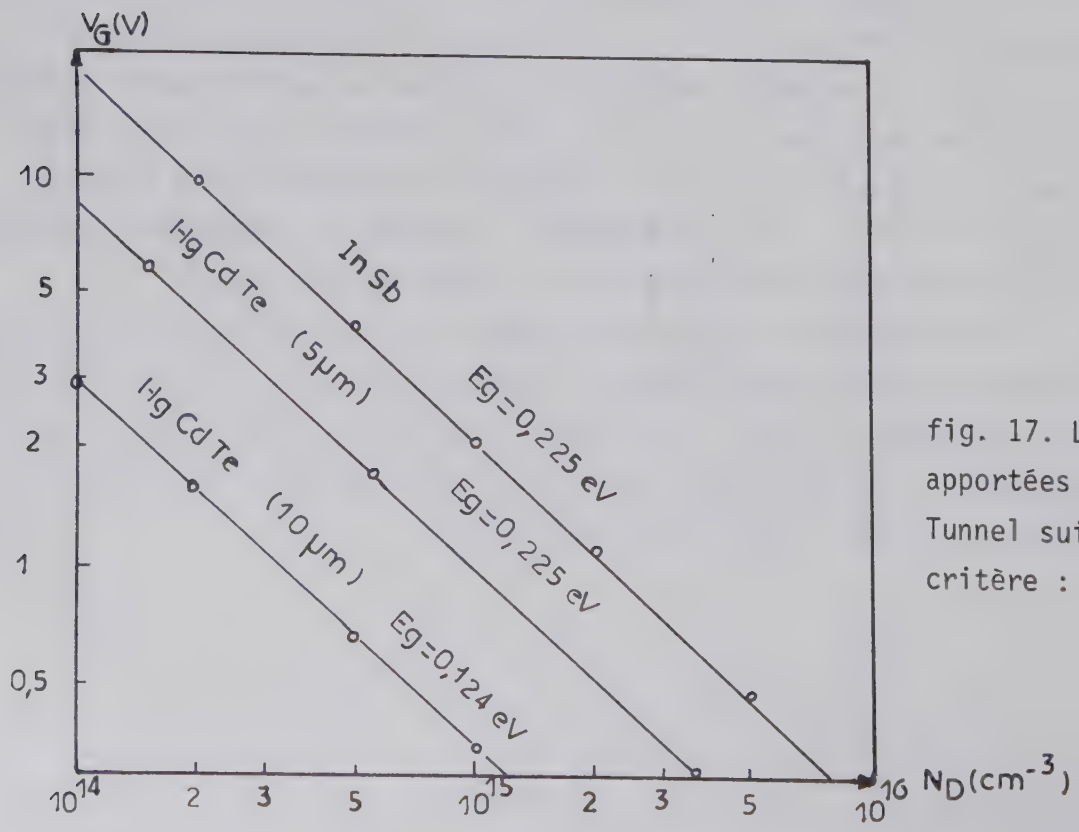


fig. 17. Limitations apportées par le courant Tunnel suivant le critère : $J_T \simeq \frac{J_p}{10}$

III. 2. Caractéristiques C(V) et $^{G}/_{\omega}(V)$

Les méthodes de mesure de capacité dynamique et de conductance parallèle en fonction de la polarisation appliquée au dispositif ont été de tout temps les méthodes de base pour dégager les paramètres les plus importants à connaître d'entrée dans une étude de structure MIS.
Elles permettent, en effet, d'obtenir une appréciation globale sur la technologie utilisée et évitent des expériences laborieuses et inutiles si celles-ci présentent un comportement qui les rend inexploitables.

Par ailleurs, un montage expérimental soigné ouvre la possibilité de mesurer, avec une bonne précision, les paramètres caractéristiques. Parmi ceux-ci, la durée de vie des porteurs minoritaires dont nous avons souligné l'importance dans le chapitre précédent, le dopage du substrat dont nous ne possédons en général qu'une valeur approximative donnée par le constructeur et, nous le verrons plus loin, des grandeurs plus sophistiquées liées à la nature de l'interface isolant-semiconducteur.

C'est dans cette optique que nous avons mis en oeuvre le montage suivant dont nous allons détailler les éléments après avoir évoqué le principe de mesure utilisé et rappelé le modèle équivalent du MIS.

III. 2. 1. Modèle du MIS idéal

Le modèle équivalent du MIS idéal a fait l'objet de nombreuses publications dans la littérature et particulièrement pour le silicium. Nous nous limiterons dans notre citation à faire référence à A.S. GROVE [11] et S.M. SZE[16] et nous nous appuierons sur le schéma, maintenant classique, de la fig (18a) où C_I est la capacité de l'isolant, C_d la capacité dynamique du semiconducteur telle que $C_d = \frac{dQsc}{d_s}$ et Gg la conductance qui rend compte des mécanismes de génération et qui s'obtient en différentiant l'expression (2.8) par rapport à φ_s, suivant l'hypothèse d'une génération thermique dans la région de charge d'espace.

Soit, $Gg = \frac{dJ_g}{d\varphi_s} = \frac{K_s \varepsilon_o}{N_D} \frac{n_i}{2\tau_g} \frac{1}{W}$

On peut représenter, fig (18b), ce modèle comme une capacité, la capacité dynamique de la structure C, en parallèle sur une conductance G dont les expressions s'écrivent :

$$C = \frac{C_I G_g^2 + \omega^2 C_I C_d (C_I + C_d)}{G_g^2 + \omega^2 (C_I + C_d)} \qquad (3.2)$$

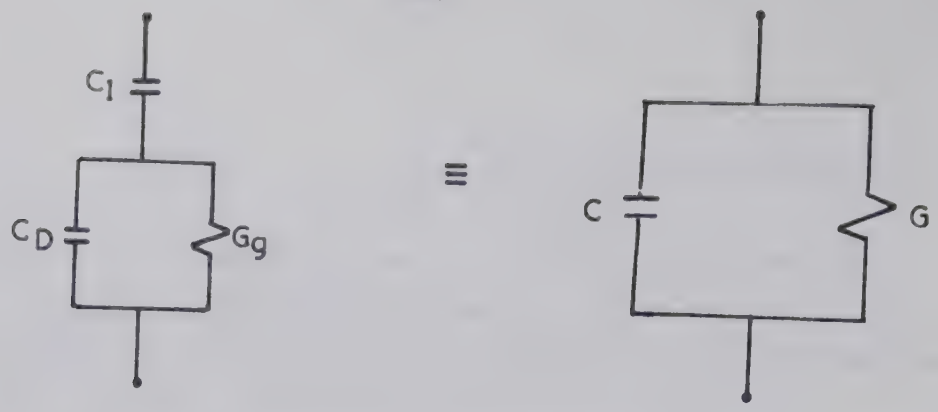


fig (18) - Schémas équivalents d'une capacité MIS

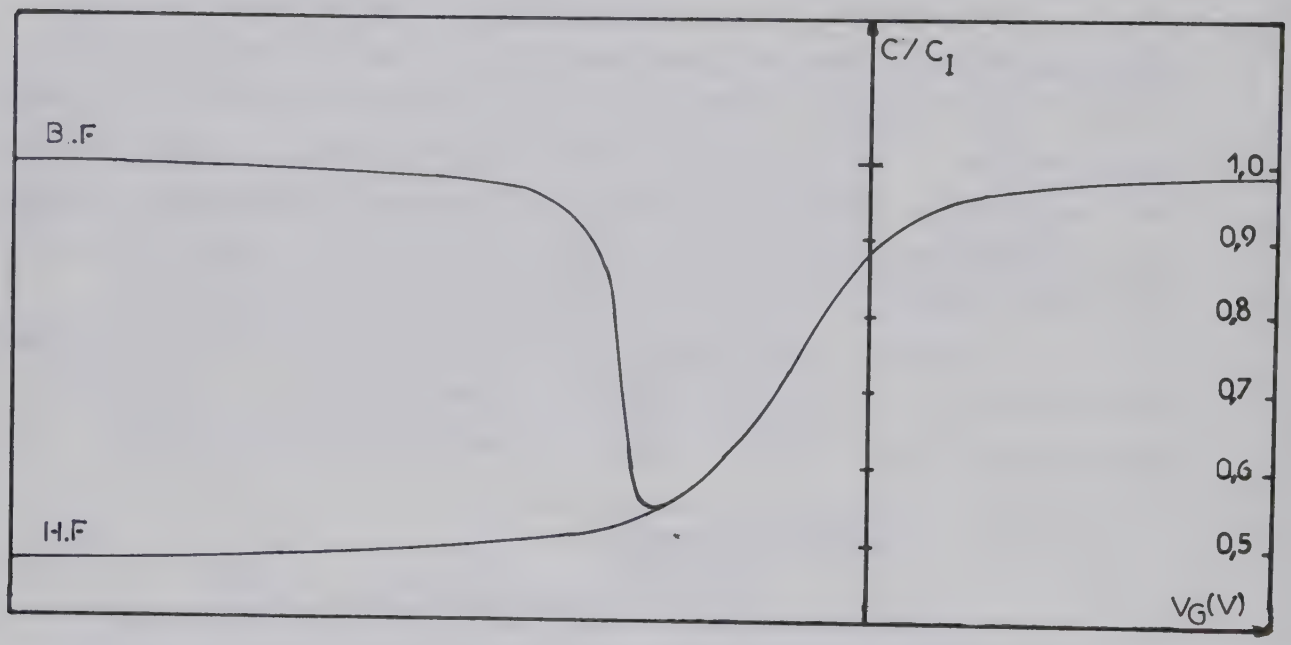


fig (19) - Caractéristique C(V) idéale

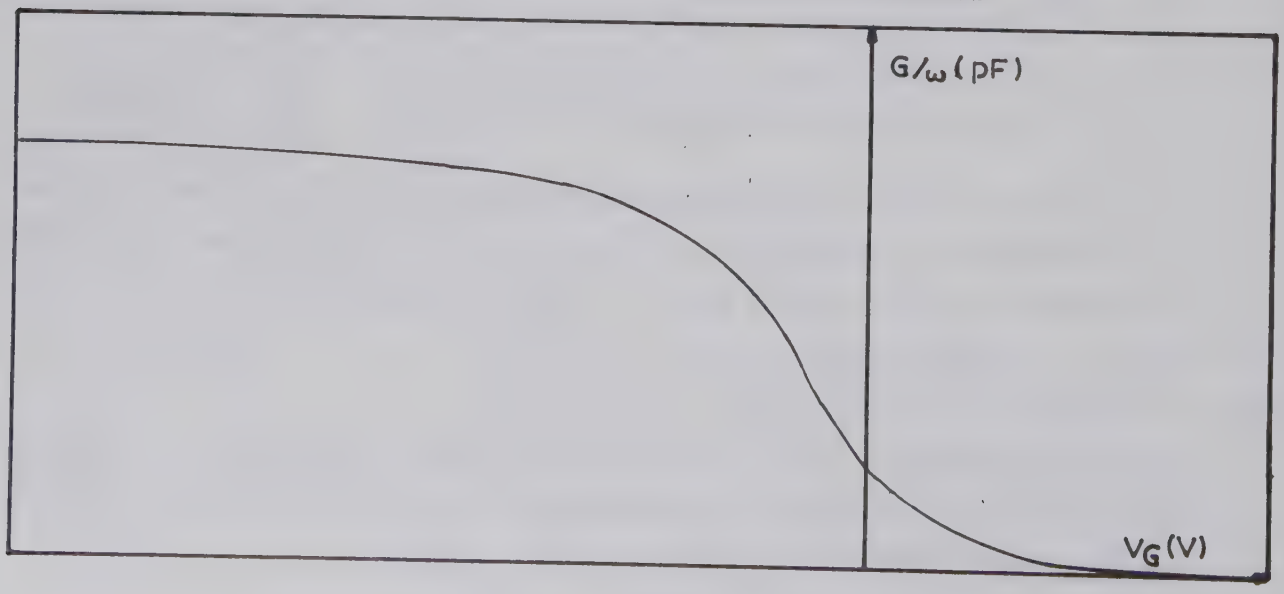


fig (20) - Caractéristique $\frac{G}{\omega}$ (V) idéale

$$\frac{G}{\omega} = \frac{C_I^2 \left(\frac{\omega}{G_g}\right)}{1 + (C_I + C_d)^2 \left(\frac{\omega}{G_g}\right)^2} \qquad (3.3)$$

Le tracé de la caractéristique C(V), fig (19), en régime permanent, en fonction de la tension appliquée peut se faire directement à partir de l'expression (3.2).

En accumulation, elle se réduit à la valeur de la capacité d'isolant, C_I. En dépeuplement, C apparait comme une combinaison de C_I et C_d tel que : $\frac{1}{C} = \frac{1}{C_I} + \frac{1}{C_d}$. Enfin, en inversion deux cas limites sont envisagés suivant que l'on se trouve en basse fréquence, où les porteurs minoritaires suivent le signal de modulation c'est à dire lorsque $\omega \ll \omega_T = \frac{Gg}{(C_I + C_d)}$, ou bien en haute fréquence où l'on est dans la situation inverse. On a alors, dans le premier cas $C = C_I$ et dans le second : $\frac{1}{C_{HF}} = \frac{1}{C_I} + \frac{1}{C_d}$

Le comportement de G en fonction de V_G est en général traduit par le diagramme (20), $\frac{G}{\omega}$ (V_G). En particulier, on constate qu'en accumulation la conductance est nulle, qu'elle croît en régime de déplétion et prend une valeur constante en inversion.

D'autre part, la conductance G dépend de la fréquence du signal de modulation et passe par un maximum à une fréquence dite de transition ou de coupure telle que $\frac{d}{d} G = 0$ et qui vaut :

$$\omega_T = \frac{Gg}{C_I + C_d} \qquad (3.4)$$

Le maximum de $\frac{G}{\omega}$ est par suite : $$\left(\frac{G}{\omega}\right)_{\omega_T} = \frac{1}{2} (C_I - C_{HF}) \qquad (3.5)$$

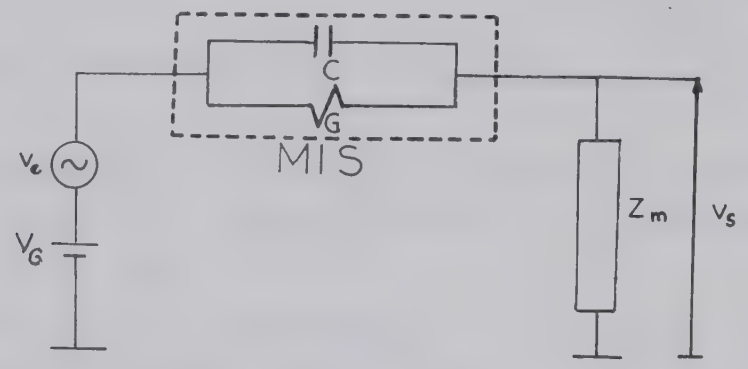
auquel correspond la capacité dynamique :

$$(C)_{\omega_T} = \frac{1}{2} (C_I + C_{HF}) \qquad (3.6)$$

III. 2. 2 Principe de mesure C(V) - G/ω (V)

Considérons l'élément MIS comme une impédance Z, représentée par la capacité dynamique C en parallèle sur une conductance G, polarisée par une tension continue V_G à laquelle on superpose une modulation de faible amplitude.

La méthode consiste à mesurer le courant alternatif traversant la structure. De manière pratique, le signal est recueilli aux bornes d'une impédance Z_m, en série avec Z, suffisamment faible pour admettre que sa présence dans le circuit ne modifie pas les caractéristiques du courant à mesurer.



Si l'impédance Z_m se réduit à une capacité, C_m, supposée parfaite, on satisfait aux conditions suivantes : $C \ll C_m$

et $G \ll C_m$

la transmittance du système peut alors s'écrire :

$$\frac{V_s}{V_e} = \left(\frac{C}{C_m} - j\frac{G}{C_m\omega}\right) \qquad (3.6)$$

La tension de sortie v_s comporte par conséquent une composante en phase, $v_s(0°)$, et une composante en quadrature, $v_s(90°)$, avec la tension d'entrée v_e.

$$v_s = v_s\,(0°) + j\,v_s(90°) \qquad (3.7)$$

De manière générale, la tension recueillie directement est cependant trop faible et nécessite l'emploi d'un circuit amplificateur-détecteur-amplificateur continu pour obtenir des valeurs exploitables.
Nous avons, pour notre part, utilisé un amplificateur détecteur synchrone qui présente le grand avantage de réduire le bruit à la fréquence de travail et qui, associé à un élément déphaseur, permet de sortir directement sur enregistreur les caractéristiques C(V) et $\frac{G}{\omega}$ (V).

La graduation des axes pourra se faire directement en unité de capacité (en général picofarad) en opérant un étalonnage à partir d'une capacité de référence de très bonne qualité, C_e, capacité à air par exemple.

III. 2. 3. Dispositif expérimental

Le montage de base est représenté sur la figure (21). La polarisation continue est appliquée à travers une résistance R_1. En fait, on utilise un générateur de dents de scie pour pouvoir tracer les courbes de façon continue de l'accumulation à l'inversion et vice versa. La rampe de tension ainsi obtenue permet de couvrir une gamme de $\pm$ 40 volts à des fréquences de balayage aussi faibles que 10^{-4} Hz.

La modulation, délivrée par un générateur H.F, est superposée à travers la capacité de découplage C_1 ; son amplitude est maintenue aux bornes de la structure, à une valeur voisine de 10 mv et est issue d'une tension cent fois plus élevée qui sert de référence de phase au détecteur synchrone.

La capacité de mesure C_m, choisie en fonction de l'ordre de grandeur de la capacité dynamique des structures étudiées est de 10nF et est shuntée par une résistance de forte valeur, R_m = 4,7 MΩ , qui permet le découplage du signal variable et du signal continu.

Deux types de détecteurs synchrones , PAR 124 et TEKELEC AIRTRONIC série 98, permettent l'analyse fréquentielle des courbes de réponse jusqu'à 200 KHz pour le premier appareil et 1 MHz pour le second. Ce dernier, qui présente une structure modulaire, a pu être utilisé pour enregistrer simultanément les tracés C(V) et $\frac{G}{\omega}$ (V).

Des mesures effectuées sur un pont BOONTON modèle 75 C et sur notre montage ont mis en évidence une bonne précision des valeurs obtenues par la méthode précédente. fig (22).

III. 2. 4. Influence des éléments parasites

La topologie des structures examinées d'une part et l'insertion de celles-ci dans le circuit de mesure précédemment décrit d'autre part introduisent des éléments parasites dont il faut tenir compte pour interpréter convenablement les résultats obtenus.

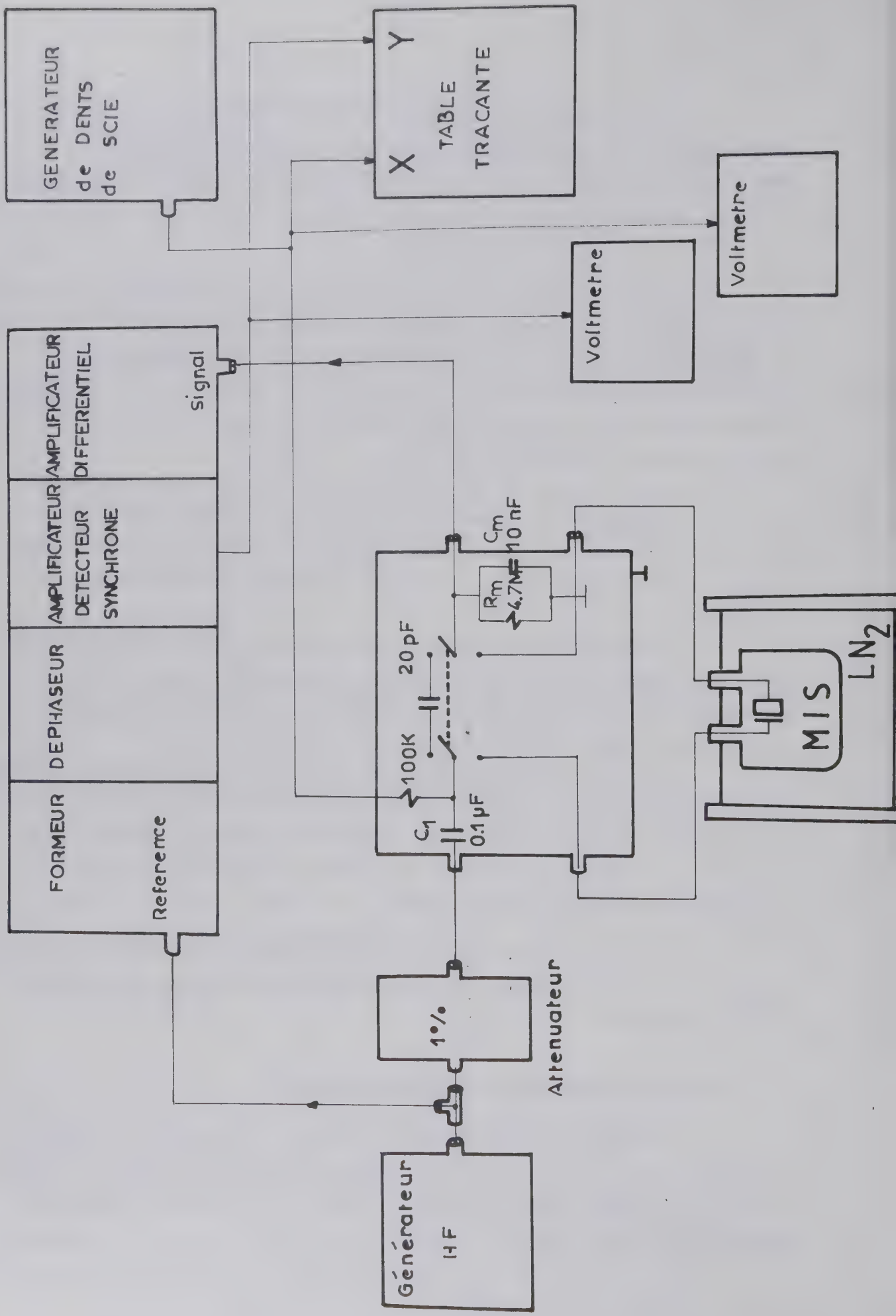


fig (21) - Dispositif expérimental de mesures C(V) et $\frac{G}{\omega}$ (V)

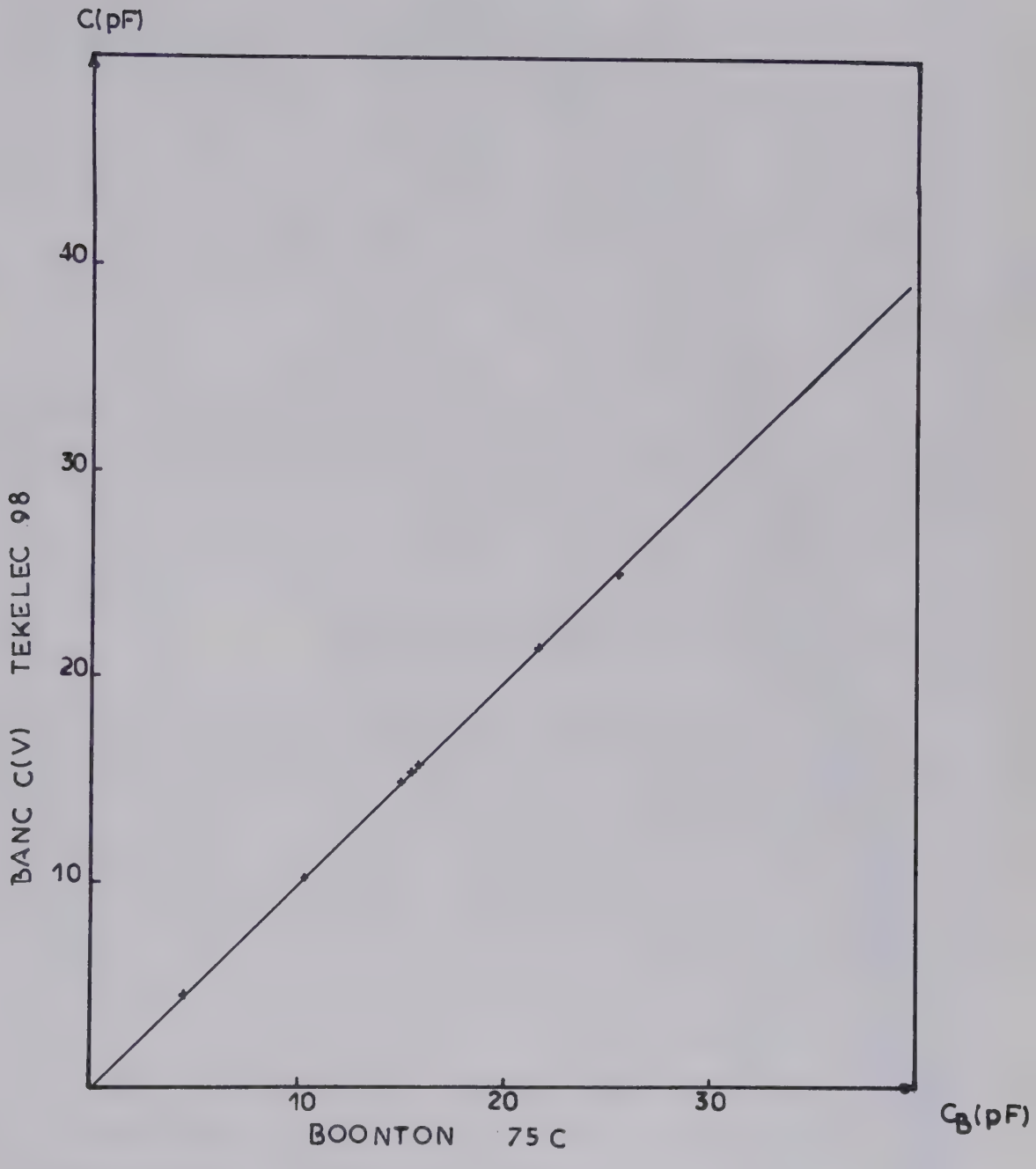
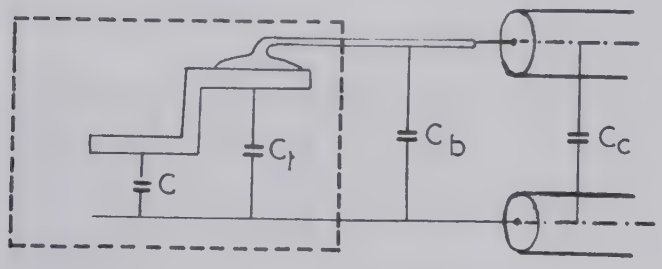


fig (22) - Précision des mesures obtenues à partir du banc C(V)

C'est ainsi que les valeurs de capacité mesurées, dans le cas des structures élémentaires, tiennent compte en plus de l'élément MIS : d'une capacité C_t entre le substrat et la prise de contact de la soudure de grille, d'une capacité C_b due au boitier ainsi que de C_c, capacité de cablage.



$$C_{ST} = C_c + C_b + C_t$$

Les valeurs obtenues de manière reproductible ont été :

$C_b = 0,5$ pF $\qquad C_c = 1,7$ pF $\qquad$ et $\qquad C_t = 2,4$ pF

Soit au total une capacité de :

$$C_{ST} = 4,6 \text{ pF}$$

Pour les structures de transfert, l'évaluation a été entreprise de manière analogue. La capacité du talon étant réduite à 0,5 pF, la capacité parasite vaut donc :

$$C_{ST} = 2,7 \text{ pF}$$

III. 3. Evaluation du dopage des structures

La détermination du dopage des structures MIS sur InSb est accomplie en comparant les valeurs de la capacité dynamique d'inversion, mesurée en haute fréquence, à des abaques établis à partir d'un modèle simplifié des dispositifs idéaux qui implique la valeur $u_s = 2\, u_f$ comme potentiel de surface d'inversion correspondant à l'extension de la charge d'espace
La capacité idéale s'exprime alors directement en fonction du dopage puis qu'on peut écrire [16] :

$$2u_f = \text{Ln} \left(\frac{N_D}{n_i}\right) \qquad (3.8)$$

Ces abaques tracés à l'aide d'un calculateur du type HP 9825 ont été paramétrés en fonction de la capacité d'isolant par unité de surface et sont présentés sur la fig (23).

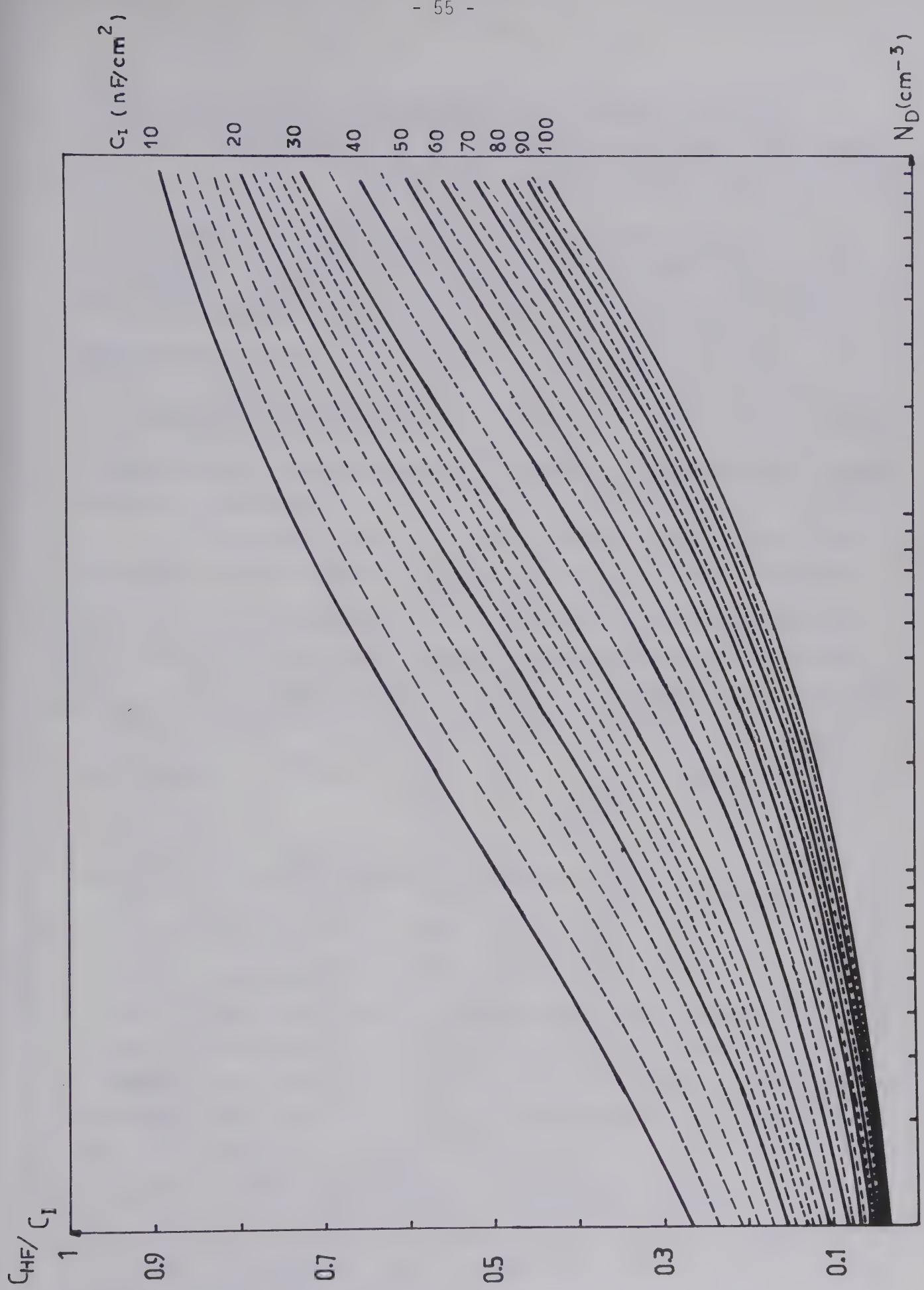


fig (23) - Abaque $\frac{C_{HF}}{C_I}$ (N_D) paramétré par C_I

En toute rigueur, l'expression (3.8) ne traduit pas exactement la relation entre C_{HF}, C_I et N_D dans la mesure où le potentiel de surface continue à augmenter au delà de 2uf en inversion.

Cependant, l'incertitude que l'on a également sur le paramètre C_I, du fait de la non stoechiométrie possible du SiO [17] [18] [19] , à travers la valeur que l'on donne à la constante diélectrique [20] [21] de cet isolant justifie l'utilisation des abaques à partir de (3.8).

Il faut seulement retenir que les valeurs de dopage ainsi mesurées restent dans une gamme de précision suffisante au stade de développement atteint par les échantillons que nous étudions. Un échantillonage réalisé sur différentes séries de dispositifs étudiés montrent que le dopage moyen se situe dans la gamme 2.10^{14} - 1.10^{15} cm^{-3}.

TABLEAU III

Echantillons	C_I (nF/cm^2)	C_{HF}/C_I	N_D (cm^{-3}) annoncé	N_D mesuré (cm^{-3})
MIS 240 - 8	47	0,45		2.10^{15}
MIS 261 - 14	36	0,272	1.10^{14}	$1,6.10^{14}$
MIS EM 67-2	36	0,206		$1,1.10^{14}$
MIS EM 67-2	39,6	0,206		$1,3.10^{14}$
MIS EM 06	36	0,611	7.10^{14}	$2,2.10^{15}$
MIS 546,14:6(E)	37	0,541	7.10^{14}	$1,6.10^{15}$
MIS 197	47,7	0,265	1.10^{14}	$3,6.10^{14}$
MIS 259	40,6	0,32	1.10^{14}	4.10^{14}
MIS 262	41	0,47	1.10^{14}	$2,5.10^{14}$
MIS CVD 8 B	35,7	0,223	1.10^{14}	$1,2.10^{14}$
MIS 173-2	43,1	0,27	1.10^{14}	$2,9.10^{14}$
MIS 127-2	41	0,29	1.10^{14}	$3,3.10^{14}$
MIS 170	26	0,4		$3,4.10^{14}$

III. 4. Caractérisation du comportement fréquentiel des dispositifs

La réponse fréquentielle de la capacité dynamique et de la conductance parallèle représente une première indication des performances que l'on peut attendre d'un détecteur MIS. En effet, celui-ci ne pourra être utilisé qu'à des fréquences où sa caractéristique C(V) aura un comportement H.F. On recherchera par conséquent la valeur de la fréquence de transition qui définit le passage d'un comportement H.F à un comportement B.F, le détecteur étant d'autant meilleur que celle-ci est faible, toute chose étant égale par ailleurs.

Ainsi sur les figures (24) (25) ont été tracées, de l'accumulation à l'inversion, les caractéristiques C(V) et $\frac{G}{\omega}$ (V) de deux structures typiques élaborées à des périodes différentes et montrant l'influence de la technologie sur la valeur de f_T.

Ce paramètre est, par ailleurs, mis en évidence de façon encore plus nette par une étude similaire des courbes $\frac{G}{\omega} = \frac{G}{\omega}(\omega)$ en inversion, fig (26 ; 27), le maximum de la courbe étant atteint à la fréquence f_T.

Nous avons, d'autre part, noté dans le paragraphe (III.2.1) que cette fréquence nous permettait d'accéder à la conductance Gg et donc à la durée de vie des porteurs minoritaires selon la relation (3.1)

On a alors :

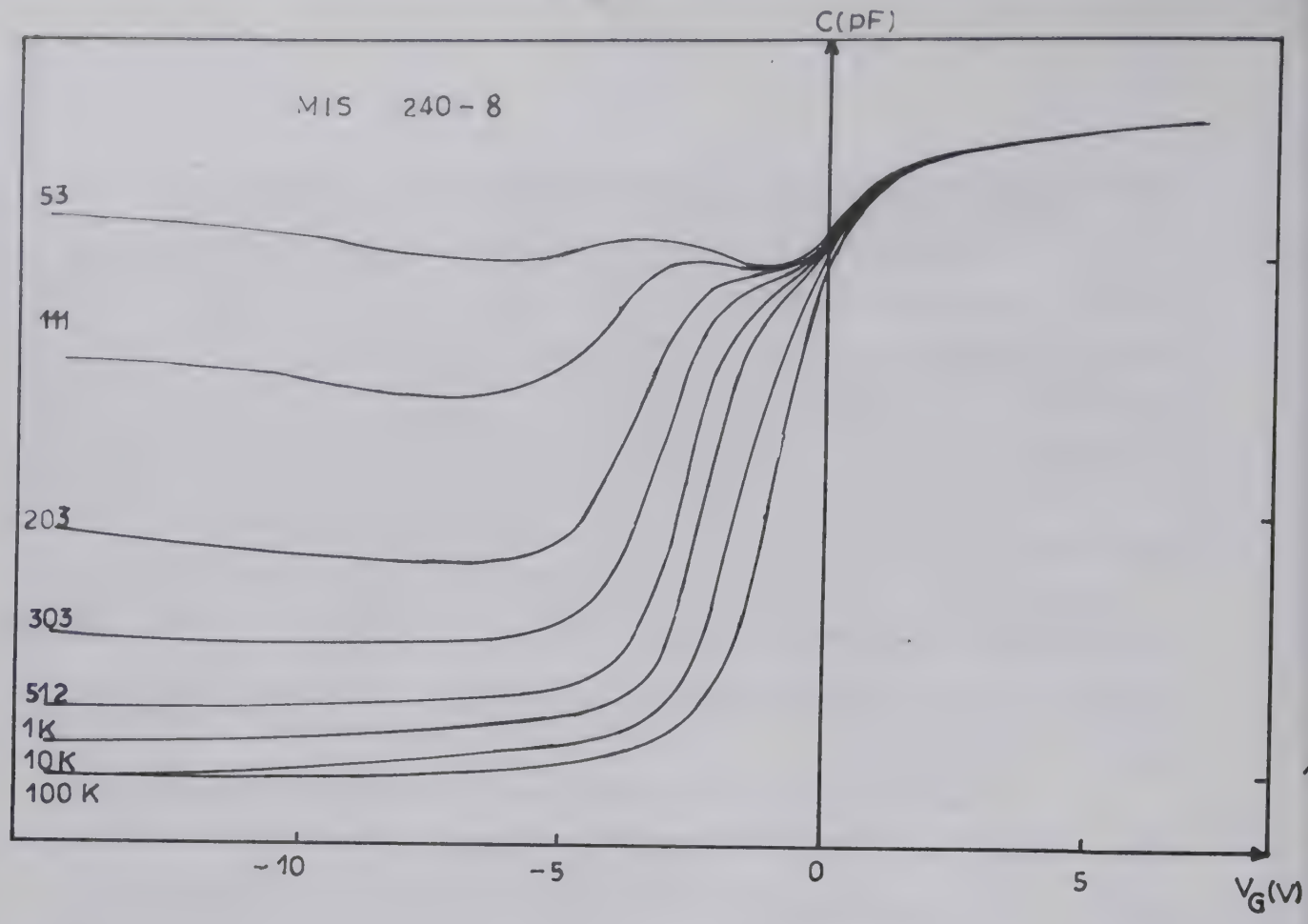
$$\frac{C_{HF}}{C_I} \quad \frac{n_i}{N_D} \quad \frac{1}{4\Pi f_T} \qquad (3.9)$$

Ce qui pour les deux structures étudiées nous donne :

Structure 240 - 8 $\quad \tau_g \simeq 2{,}7\ 10^{-10}$ s

Structure 261 - 14 $\quad \tau_g \simeq 2{,}2\ 10^{-9}$ s

Comme nous avons pu le remarquer auparavant le dispositif qui présente la durée de vie la plus grande est celui qui convient le mieux à l'objectif fixé. On peut de ce fait chercher à confirmer cette mesure et nous avons, dans cette optique, mis en oeuvre un dispositif expérimental qui permet d'analyser la réponse C(t) du MIS à un échelon de tension en se référant à la théorie développée au paragraphe II.1.2. Nous pouvons ainsi vérifier si les hypothèses faites sur l'origine des courants de génération (zone de charge d'espace) sont valables sur les échantillons étudiés, mais nous verrons également que cette méthode donne accès à la mesure de la capacité dynamique en déplétion plus rigoureusement que les tracés C(V) en



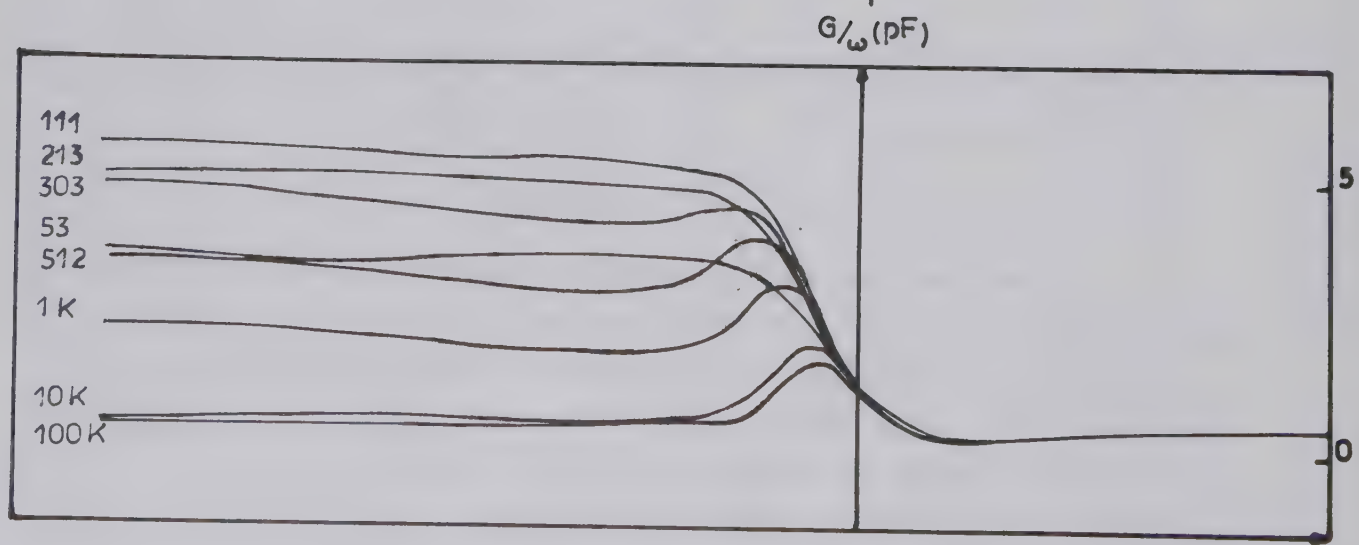
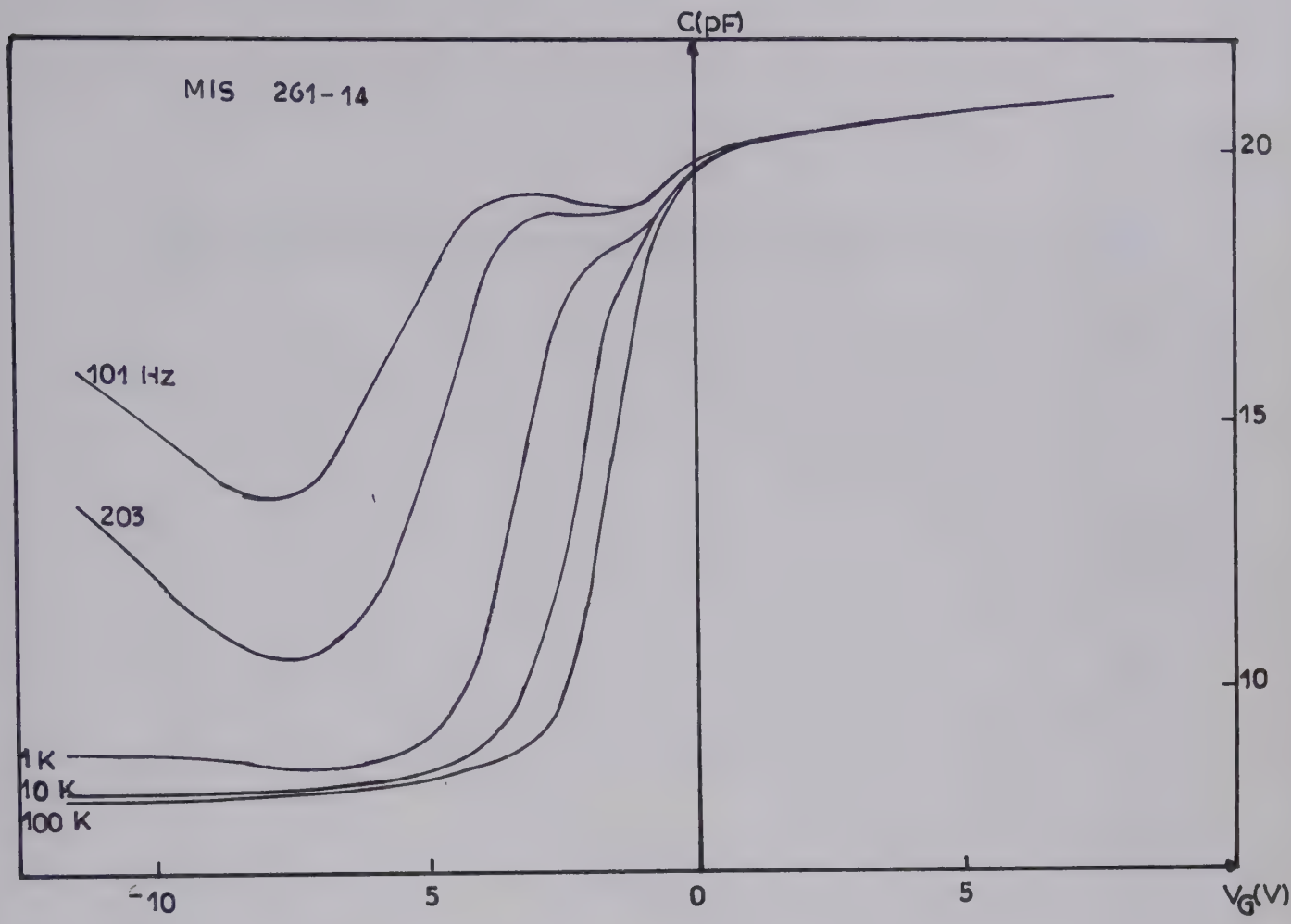


fig (24) - Réponses fréquentielles de la structure 240-8



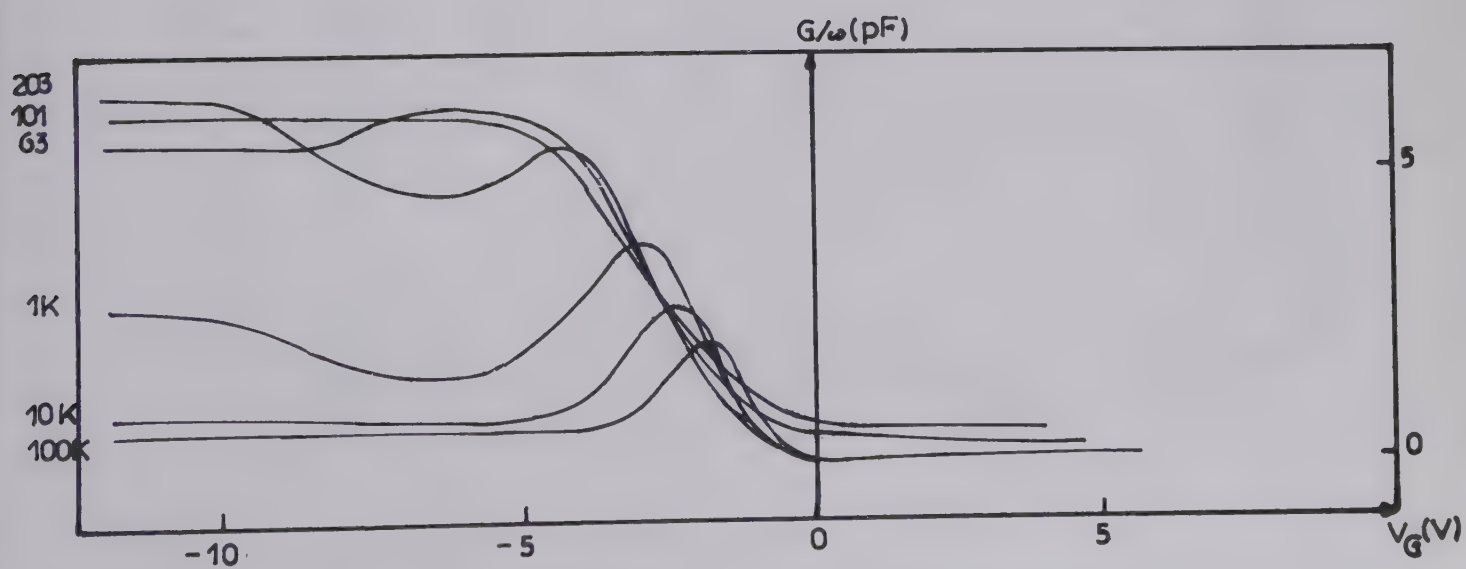


fig (25) - Réponses fréquentielles de la structure 261-14

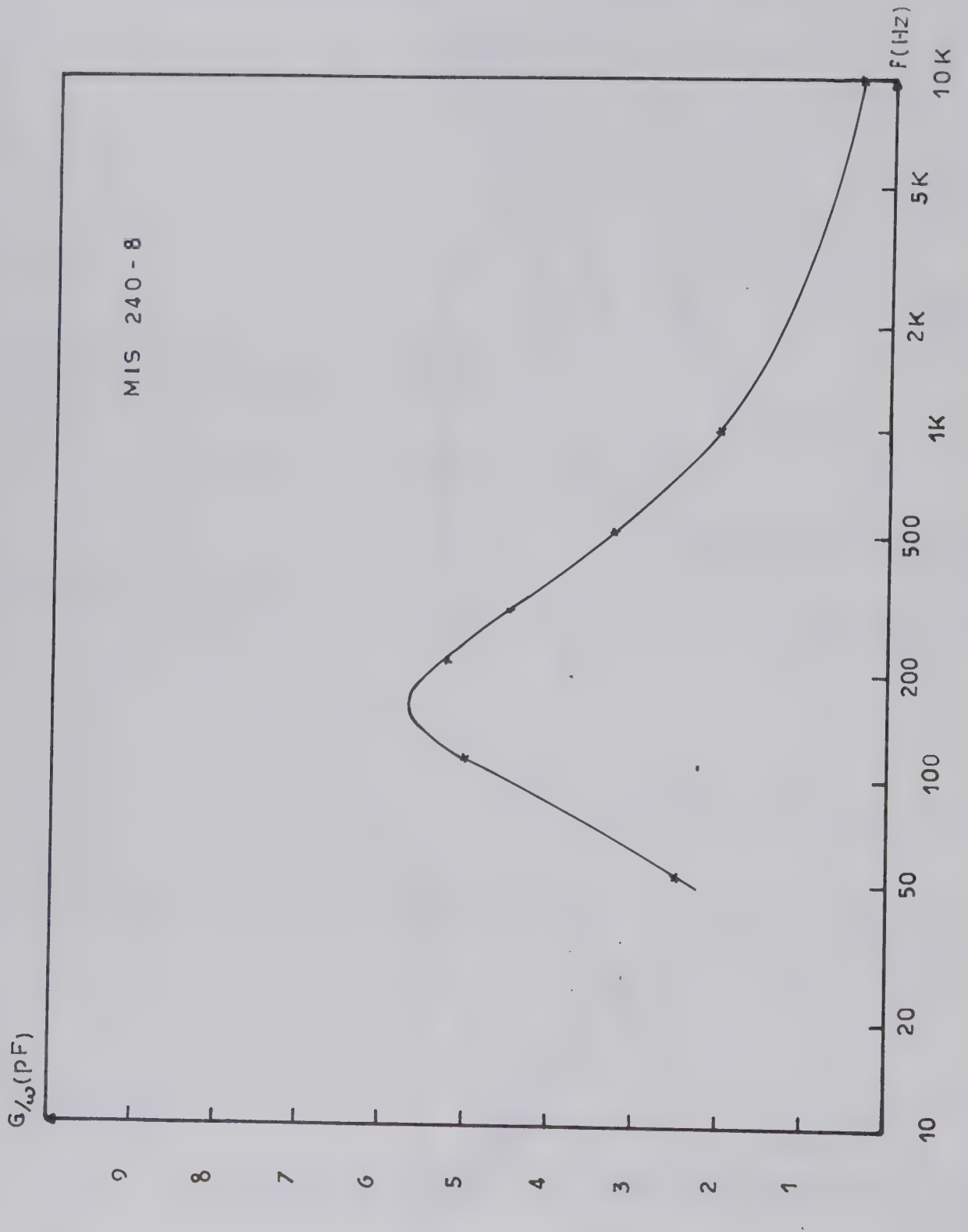


fig (26) - Caractéristique $\frac{G}{\omega}(\omega)$ en inversion de la structure 240-8

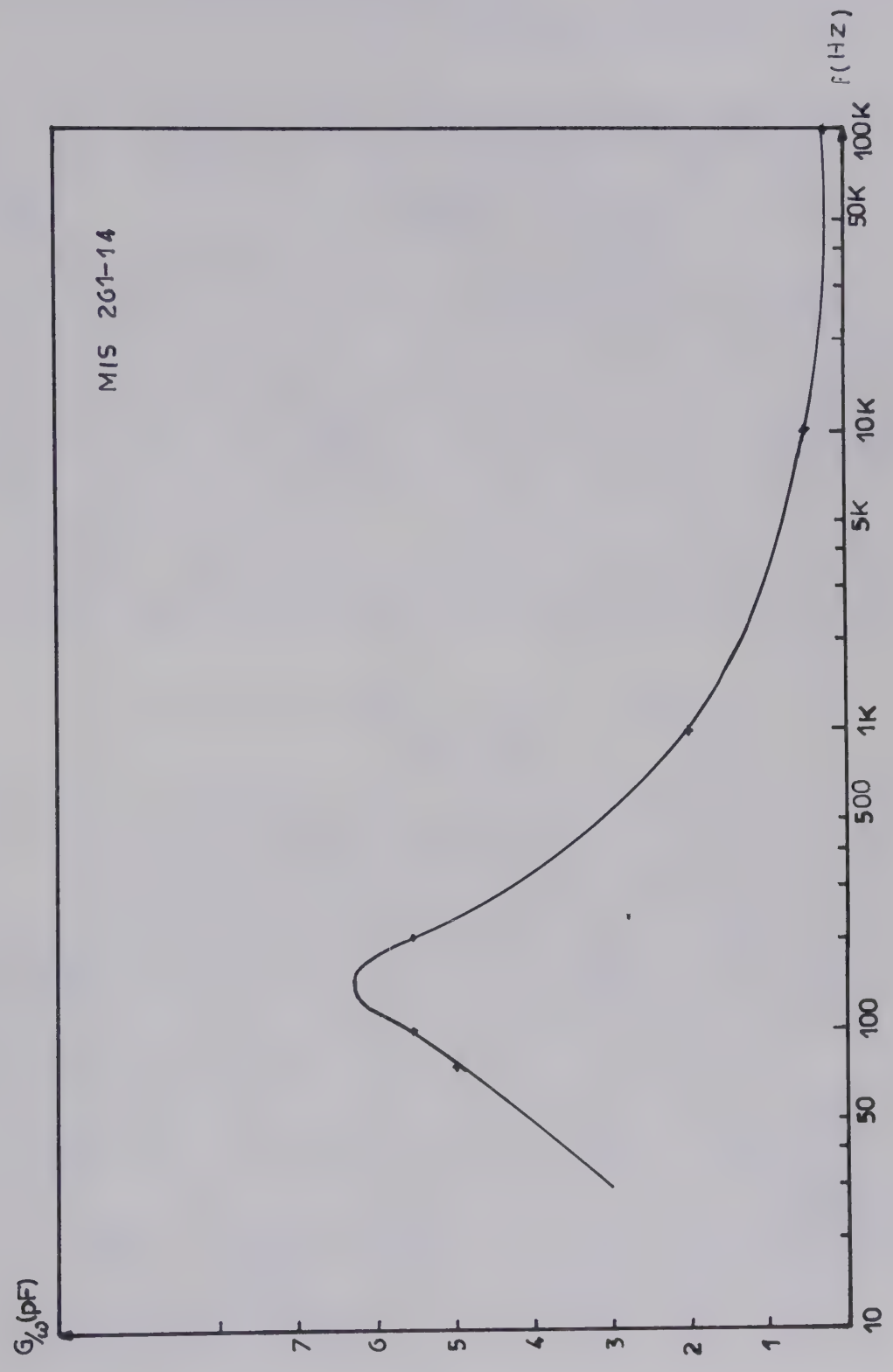


fig (27) - Caractéristique $\frac{G}{\omega}(\omega)$ en inversion de la structure 261-14

raison des phénomènes de dérive qui perturbent le fonctionnement des MIS et que nous introduirons au paragraphe (IV.1).

III. 5. Caractéristiques C(t)

III. 5. 1. Modèle idéal de Zerbst.

La première analyse de la réponse d'un MIS à un échelon de tension a été effectuée par ZERBST [22] en s'appuyant sur l'hypothèse simplifiée que le courant de formation de la couche d'inversion avait pour origine la zone de charge d'espace. L'intérêt de l'étude vient de ce que l'auteur présente ses résultats sous la forme d'une courbe de relaxation traduisant une relation linéaire entre $\frac{d}{dt}\left(\frac{C_I}{C}\right)^2$ et $\left(\frac{C_0}{C} - 1\right)$, où C_0 est la capacité dynamique en régime permanent, c'est à dire à la fin du régime transitoire ; on remarque que la pente de cette droite est proportionnelle à $1/\tau_g$ suivant l'expression :

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{C_I}{C}\right)^2 = -\frac{C_I W}{N_D \varepsilon_0 K_s}\frac{n_i}{\tau_g}\left(\frac{C_0}{C} - 1\right) + Cte \qquad (3.10)$$

Bien que ce modèle soit imparfait, l'expérience montre que cette loi linéaire reste vérifiée durant une période du transitoire d'autant plus longue que d'autres mécanismes ne viennent pas ajouter leur contribution à la génération volumique dans la région de charge d'espace. En conséquence de quoi, l'étude expérimentale donne déjà une indication précieuse sur le comportement du MIS suivant que l'on observe ou non cette plage linéaire.

D'autre part, la durée de vie ainsi mesurée rend mieux compte de la zone dépeuplée, présente à la surface du semiconducteur dans les conditions de fonctionnement du détecteur, que celle déduite d'une mesure, en régime permanent, de la fréquence de transition. Elle donne, par ailleurs, le moyen de mesurer le temps de relaxation, T_R, de la structure dans l'obscurité, défini au paragraphe II.3.2. Cette méthode s'avère par conséquent plus précise que la précédente pour évaluer τ_g. Elle donne en général des valeurs plus élevées que la méthode $\frac{G}{\omega}(\omega)$ dans la mesure où l'extension de la zone de charge d'espace est plus profonde en transitoire qu'en régime permanent.

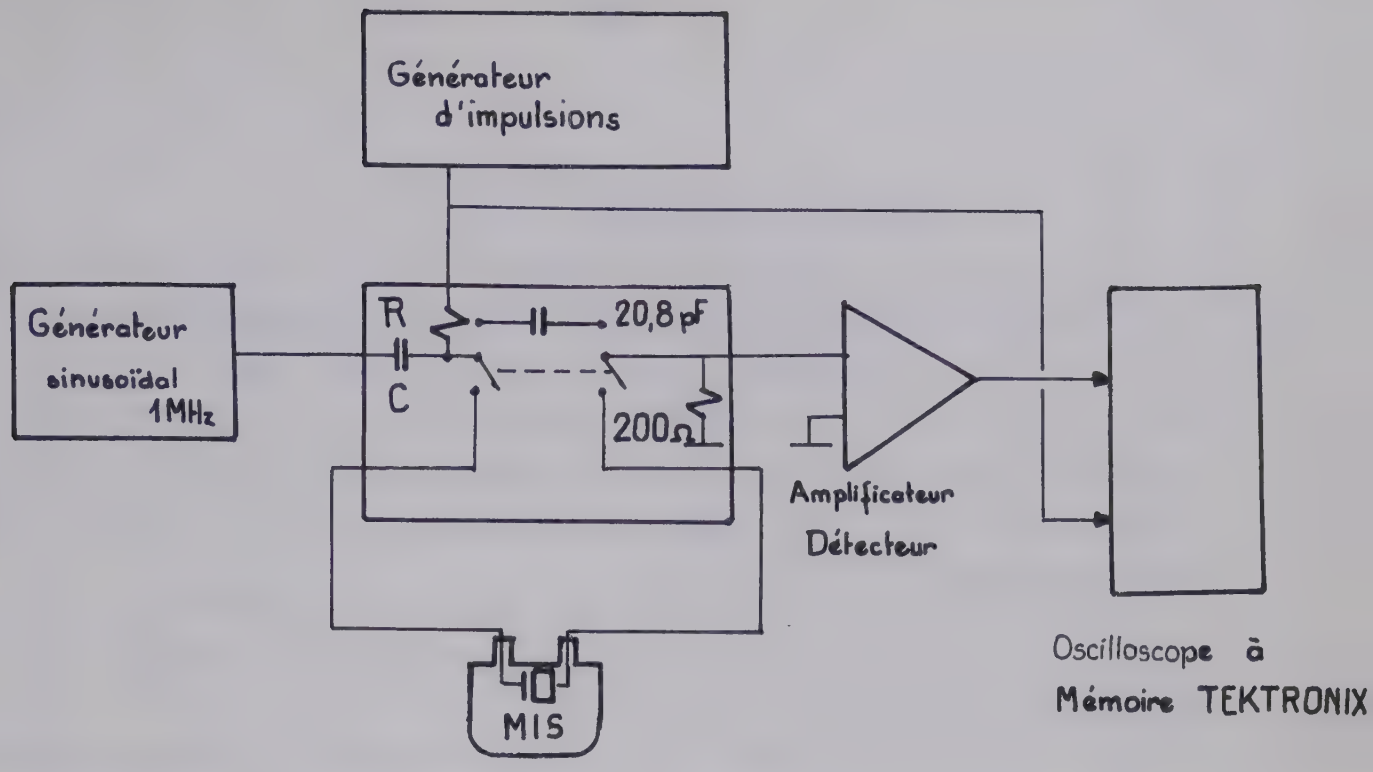


fig (28) - Dispositif expérimental de mesure de la capacité transitoire

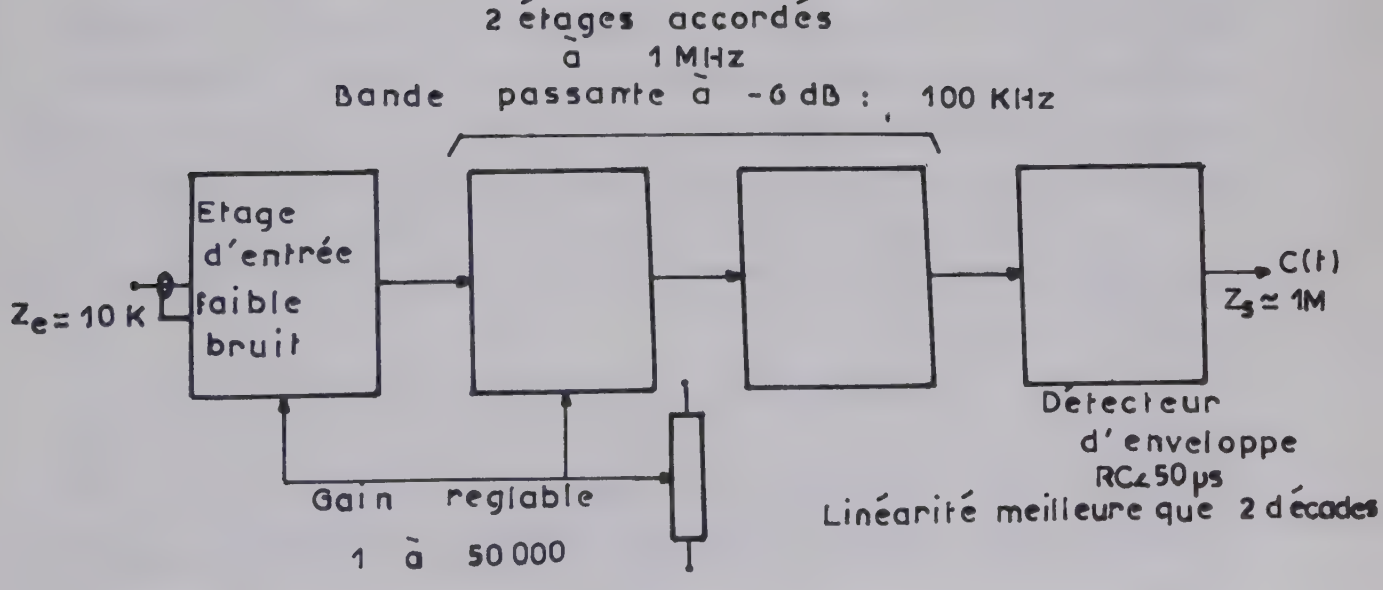


fig (29) - Schéma bloc de l'Amplificateur détecteur

III. 5. 2. Dispositif expérimental

Le montage expérimental fig (28) que nous avons mis en oeuvre est basé sur la mesure d'un courant prise aux bornes d'une impédance en série avec le MIS, d'une manière analogue au § III. 2.2. Mais cette fois, l'impédance de mesure est une simple résistance de 200Ω, la tension de polarisation est fournie par un générateur de signaux carrés de durée allant de 10 ns à 100 ms et le signal obtenu est traité par un amplificateur sélectif suivi d'un détecteur. fig (29).

L'information recueillie après l'amplificateur détecteur est l'image de la capacité, C, de la structure puisqu'en haute fréquence la conductance de l'élément est très faible.

Enfin, étant donné la durée du régime transitoire nous utiliserons un oscilloscope à mémoire du type TEKTRONIX permettant de sauvegarder le signal utile.

III. 6. Durée de vie - temps de relaxation dans l'obscurité - résultats obtenus

L'application de la méthode de la capacité transitoire aux deux structures MIS 240-8 et MIS 261-14 est présentée sur les figures (30) et (31). En fait la mesure est particulièrement perturbée pour la première structure. En effet, seule la première partie de la courbe ① traduit le phénomène de relaxation thermique, un phénomène parasite de dérive, que nous analyserons dans le chapitre suivant, devient prédominant dans la région ②.

Malgré cette ambiguïté, nous avons localisé dans la région ① une portion linéaire comprise entre les valeurs de $(\frac{Co}{C} - 1)$ de 0,09 et 0,13 soit $\tau_{g1} \simeq 7{,}2.10^{-10}$s

Pour la seconde structure, cette partie linéaire est comprise entre 0,1 et 0,25, soit $\tau_{g2} \simeq 3{,}02.10^{-9}$s. On remarque dans ces conditions, que les valeurs obtenues sont relativement proches de celles fournies par la méthode fréquentielle sur les mêmes structures. Les temps de relaxation valent :

$T_{R1} \simeq 50$ ms $\qquad\qquad$ $T_{R2} \simeq 20$ ms

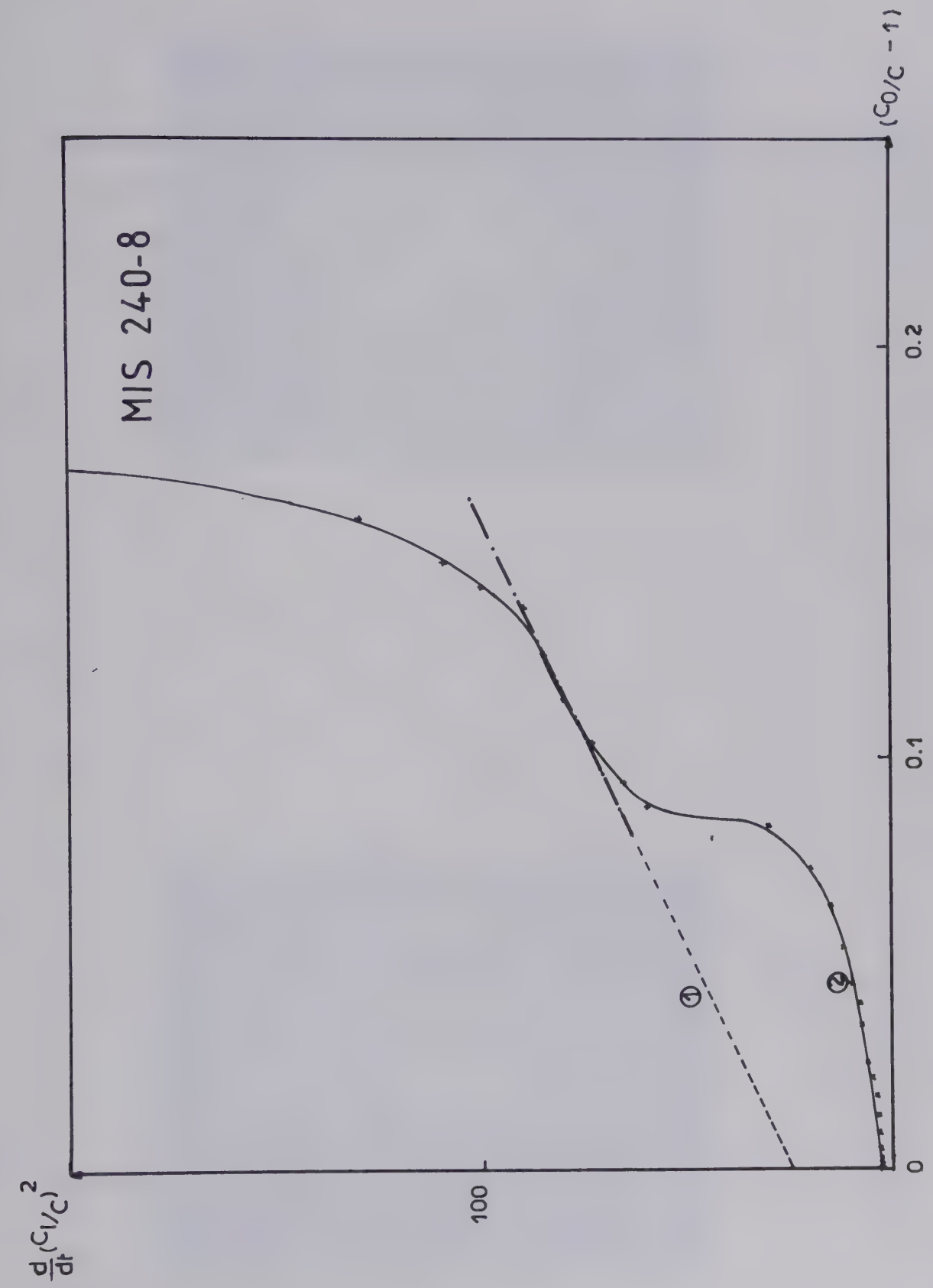


fig (30)courbe de relaxation de la structure 240-8

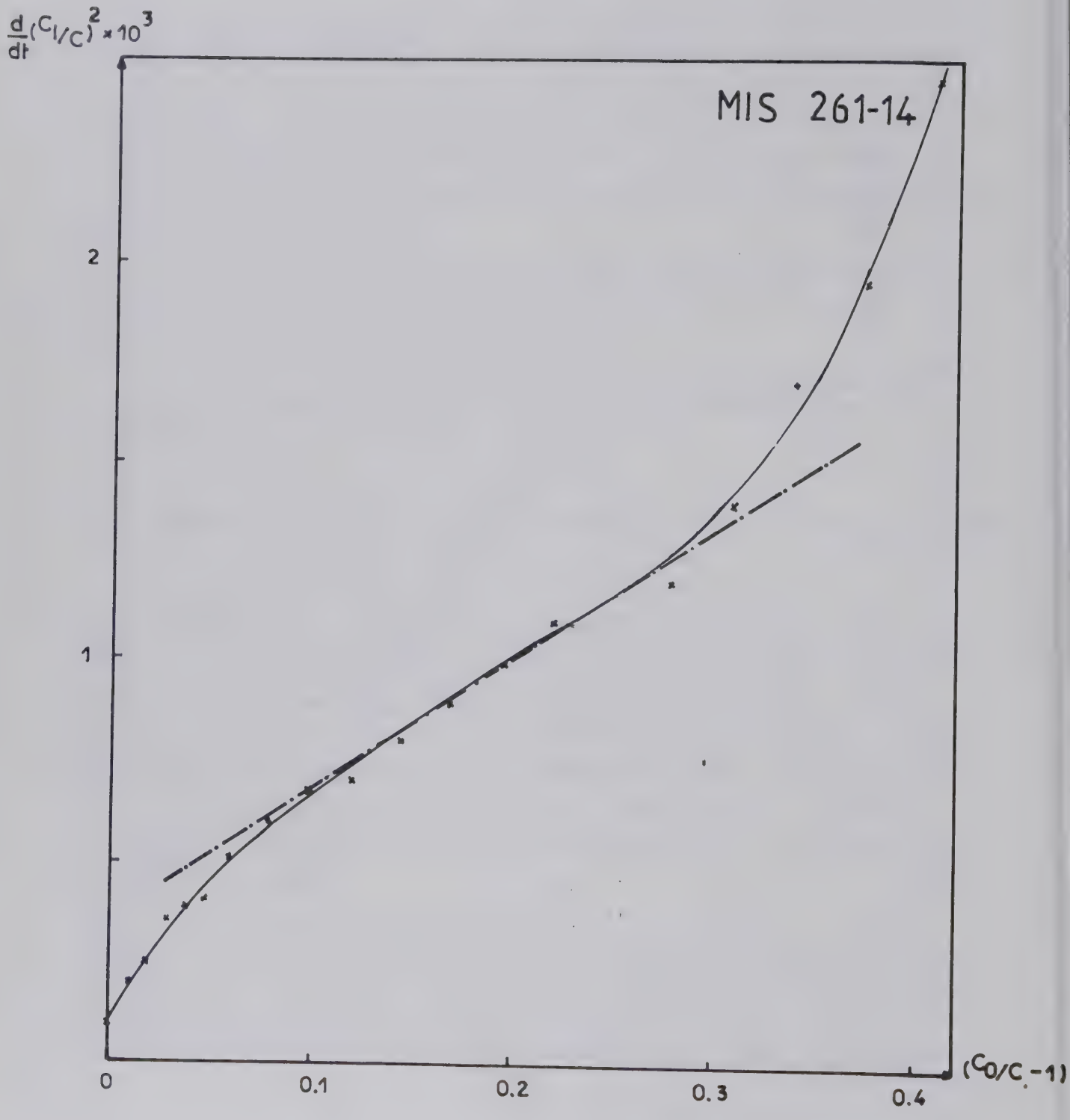
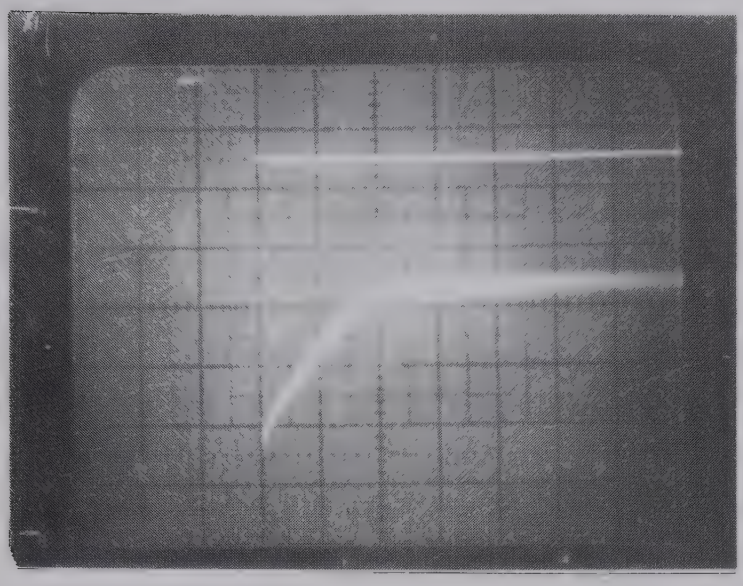
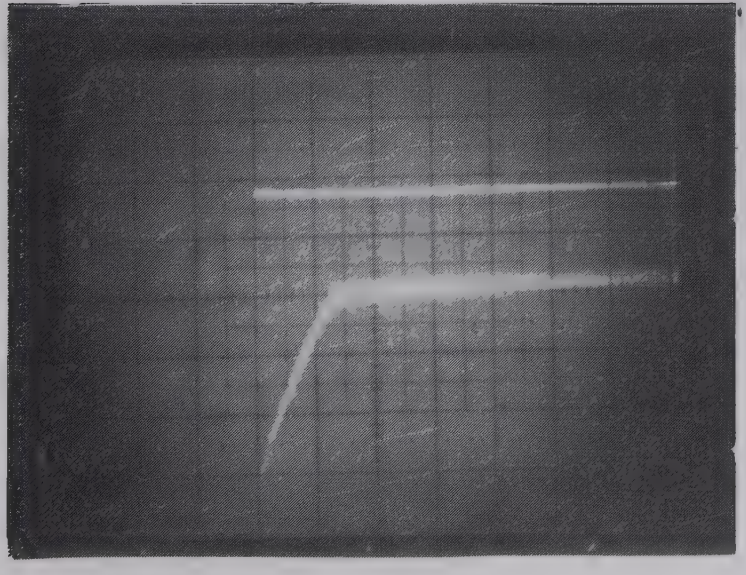


fig (31) Courbe de relaxation de la structure 261-14



MIS. 197 - B
x : 10 ms/c
y : 1pF/c
ΔV_G = - 3 V



MIS. 261 - 14
x : 10 ms/c
y : 1 pF/c
ΔV_G = - 4,5 V

fig. 32 Exemples d'enregistrement C(t) obtenu

En réalité, une statistique sur les échantillons controlés par la suite aboutit à un temps de relaxation moyen voisin de 20 ms. Des exemples d'enregistrements photographiques obtenus sur l'écran de l'oscilloscope sont représentés sur la fig (32).
Ces résultats appellent plusieurs remarques :

- Tout d'abord, un temps de relaxation de 20 ms est compatible avec l'utilisation du MIS en détecteur. Une analyse théorique [23] montre qu'il implique un temps d'intégration du point sensible de l'ordre de 500 µs et un temps de lecture dans la gamme de la microseconde si l'on veut utiliser le MIS dans une mosaïque de 10 x 10 éléments.

- D'autre part, cette valeur est loin d'être optimisée puisque des temps de l'ordre de 500 ms et même davantage ont été publiés dans la littérature [24] , il faut cependant noter que la technologie utilisée dans ces derniers cas faisait appel à un dépôt en phase vapeur d'un composé SiON.

- Enfin, comme nous avons pu le constater, la capacité de la structure n'atteignait pas sa valeur d'équilibre en fin de relaxation, mais présentait une évolution caractéristique de la technologie utilisée. Ce phénomène que nous avons rencontré sur tous les échantillons étudiés représente à la fois une gêne dans les mesures de caractérisation que nous avons effectuées- C'est le cas pour la mesure de la durée de vie à partir des enregistrements C(t)- ainsi que dans un fonctionnement satisfaisant de la matrice de détecteurs CID.

Nous nous proposons par conséquent dans le chapitre suivant d'analyser ce phénomène en même temps que les facteurs limitatifs introduits dans l'analyse théorique de la capacité MIS sur InSb tel l'effet Tunnel. En fonction des éléments que nous dégagerons de cette étude nous pourrons examiner comment les caractéristiques de l'interface isolant-semiconducteur peuvent être mesurées.

CHAPITRE IV

ETUDE DES PHENOMENES LIMITANT LES PERFORMANCES DES STRUCTURES REALISEES

Nous avons déjà eu l'occasion d'évoquer, dans le chapitre précédent, la gêne que procurait l'instabilité des caractéristiques électriques des MIS dans les mesures de caractérisation que nous avons effectuées. Nous venons d'en avoir un exemple dans l'exploitation des courbes C(t) fig (30) et nous y avons fait référence dans l'analyse fréquentielle du paragraphe II.4. C'est ainsi que si, pour les besoins de l'étude de la fréquence de transition, nous pouvons présenter les courbes C(V) et $\frac{G}{\omega}$ (V) telles qu'elles apparaissent sur la figure (24), en réalité le fac-similé des enregistrements effectués se présente sous la forme de la fig (33). Cela signifie que nous avons été amenés à corriger, sur la figure (24) les effets d'une dérive liée aux conditions de l'expérience.

D'autre part, si, au lieu de se contenter d'effectuer les tracés des courbes en balayant la tension de l'accumulation en inversion, on accomplit un cycle faisant passer la structure de l'accumulation à l'inversion et de nouveau en accumulation : on met en évidence une hystérésis d'amplitude variable suivant les échantillons et atteignant plusieurs volts tant sur les MIS élémentaires fig (34 a) que sur les dispositifs de transfert. fig (34 b).

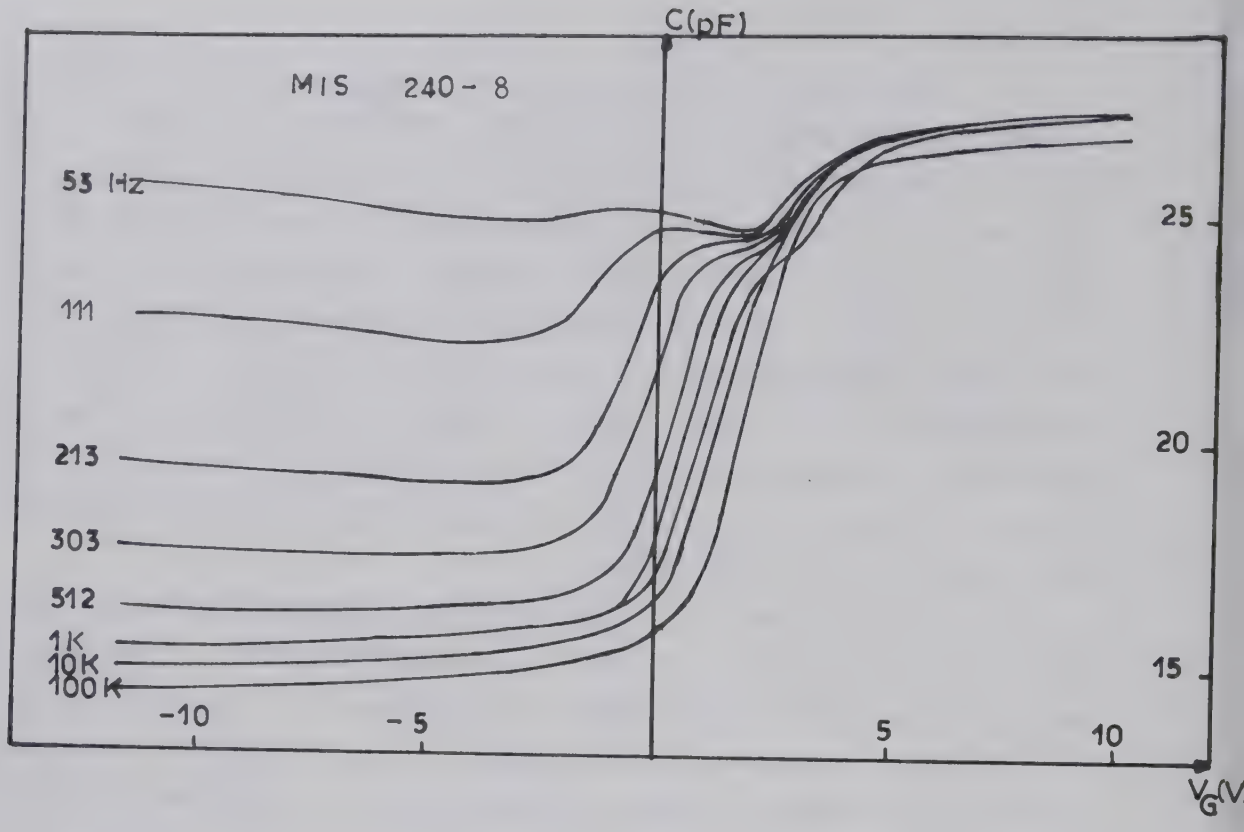
Nous nous proposons en premier lieu, dans cette partie, d'examiner les origines de l'hystérésis et les facteurs qui régissent son amplitude.

Une seconde limitation est issue directement de la qualité de l'interface qui n'apparaissait pas dans l'étude théorique que nous avons faite au paragraphe II. 3. Nous définirons plus particulièrement les moyens d'accès quantitatifs aux densités d'états de surface qui traduisent l'imperfection de l'interface isolant-semiconducteur, mais surtout qui agissent directement sur l'efficacité de transfert de charges entre électrode semi-transparente et électrode de lecture.

Enfin, nous mettrons en évidence expérimentalement les effets du courant Tunnel qui est la conséquence des propriétés du matériau semiconducteur que nous utilisons, l'antimoniure d'indium, ainsi que nous avons fait état dans le paragraphe II. 3. 2.

IV. 1. Etude de l'hytérésis

Afin de mettre en évidence la nature du phénomène observé, nous avons mis en oeuvre l'expérimentation suivante : on maintient la structure sous une polarisation de grille, V_G, donnée pendant un temps suffisamment



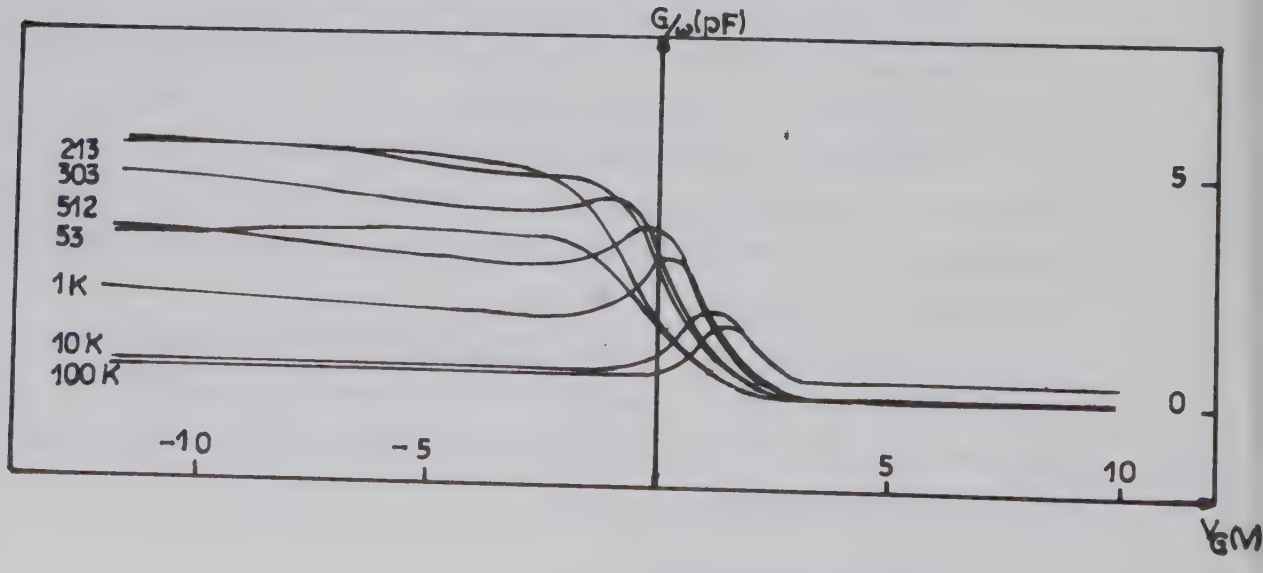
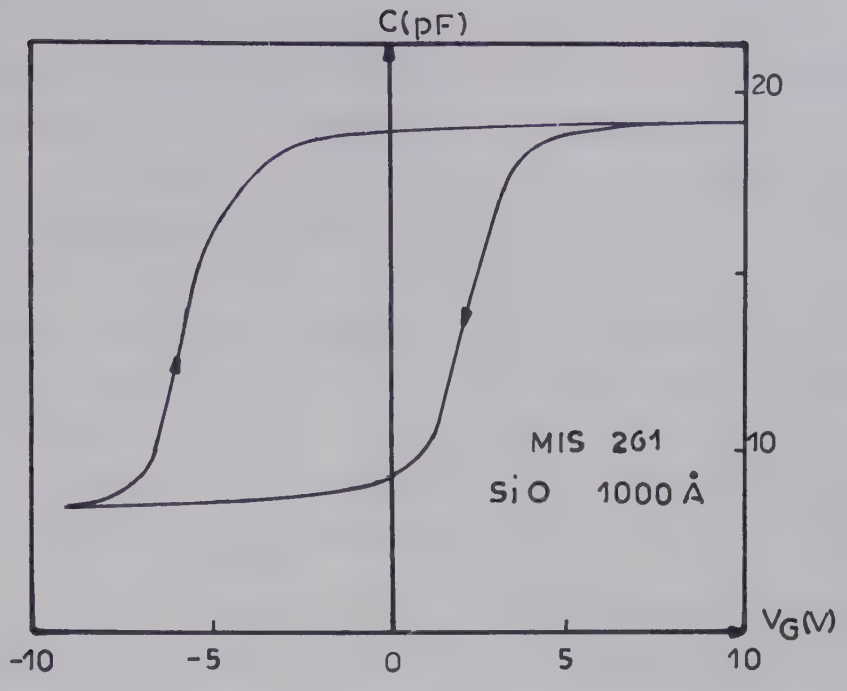


fig (33) - Caractéristiques C(V) et $\frac{G}{\omega}$ (V) réellement obtenues



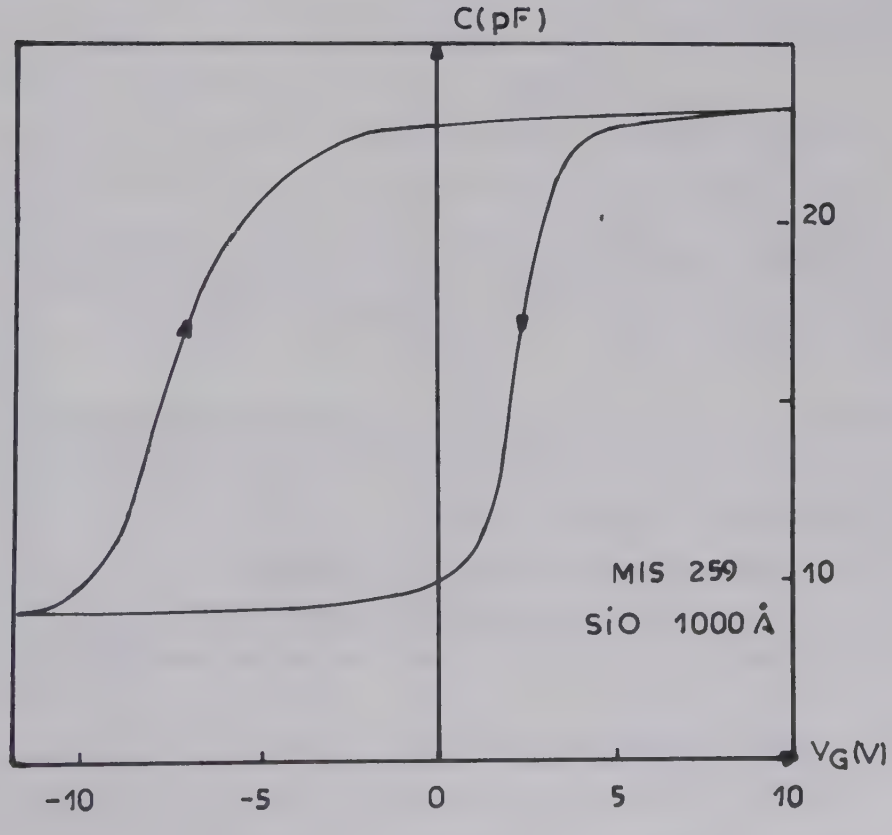
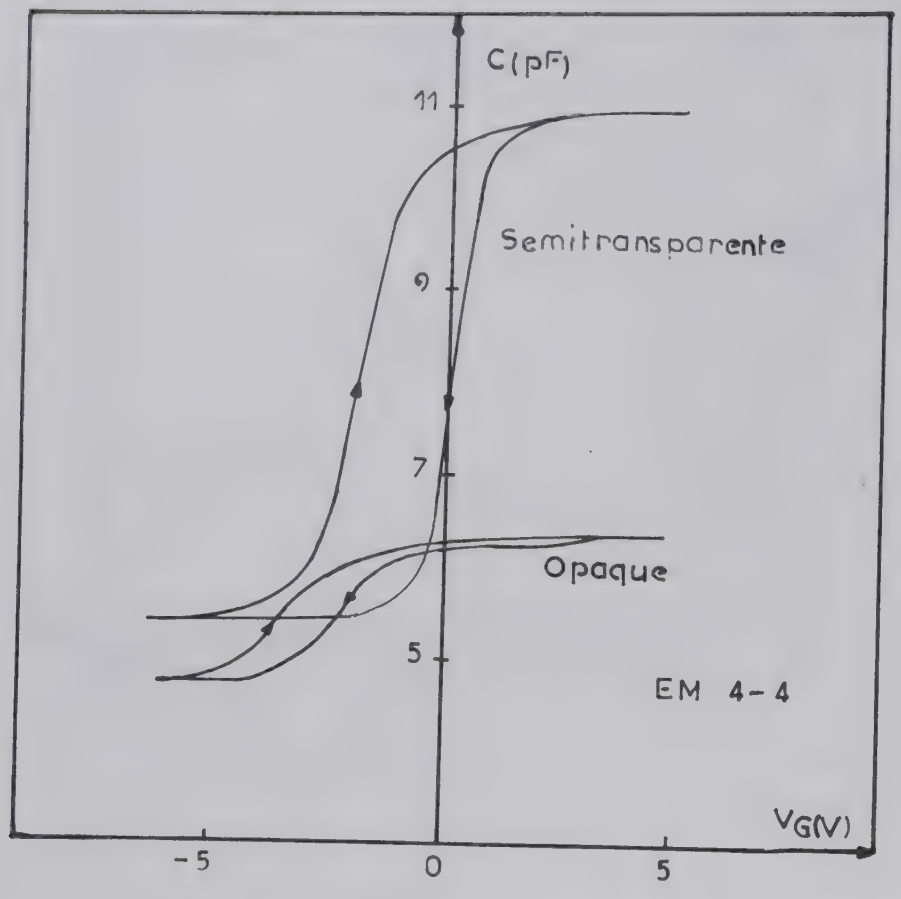


fig (34a)- Hystérésis typiques présentées par les MIS élémentaires (Métal-SiO-InSb)



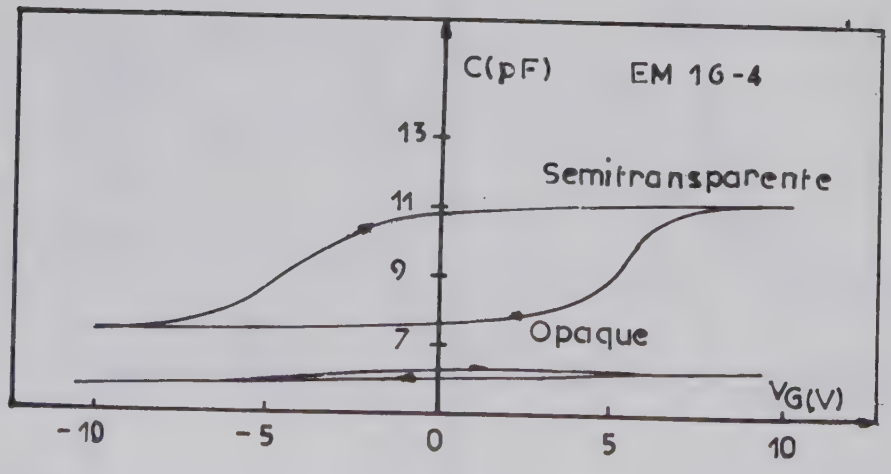


fig (34b)- Hystérésis présentées par les structures de transfert

long pour considérer le phénomène de dérive stabilisé, des observations antérieures nous ont montré qu'une durée de stockage supérieure à cinq minutes répondait à cette hypothèse. Dans ces conditions, l'évolution de la tension de bande plate, V'_G, de la structure pour chaque valeur de la tension de stockage V_G nous permet de tracer la courbe $V'_G(V_G)$, fig (35), le sens des flèches indiquant le sens de variations de V_G.

Compte tenu du sens suivant lequel est décrit l'hystérésis des courbes C(V) fig (34) et des variations de V'_G (V_G), nous pouvons éliminer un certain nombre de causes de dérive.

a) si la nature de cette charge parasite était du même type que celle induite par des radiations ionisantes dans l'isolant, la caractéristique V'_G (V_G) serait du type de la fig (36 a).[25]

b) s'il s'agissait de mouvement d'ions dans le SiO, un comportement conforme à la fig (36 b) serait obtenu et le sens de l'hystérésis des courbes C(V) aurait été opposé à celle enregistrée.[26]

c) Enfin, si l'élément perturbateur était lié au phénomène de polarisation diélectrique, la courbe V'_G (V_G) aurait été du type de la figure (36 c)

Dans ce cas, le phénomène de piégeage de porteurs, issus du semi conducteur, dans l'isolant semble être l'élément le plus plausible causant la dérive des caractéristiques électriques de l'échantillon.

A partir de cette première considération, nous avons cherché à évaluer la loi de variation de la tension de bande plate en fonction du temps de stockage du dispositif sous une tension V_G donnée. De façon pratique, on superpose une tension en dents de scie très rapide, permettant d'évaluer l'évolution de V'_G en fonction du temps. Le résultat obtenu apparait sur la figure (37).

On constate, en particulier, que la fonction $\Delta V'_G$ (t) paramètrée en V_G présente les propriétés suivantes :

(i) le signe de $\frac{d}{dt}(\Delta V'_G)$ est tel que la charge en surface du semiconducteur induite par V_G tend à diminuer avec le temps.

(ii) Elle suit une loi de la forme :

$$\Delta V'_G = K \text{ Log } (1 + \frac{t}{\tau}) \qquad (4.1)$$

où K est dans la gamme du volt/décade et est indépendante du temps.

(iii) Le coefficient K croît linéairement avec la tension de stockage.

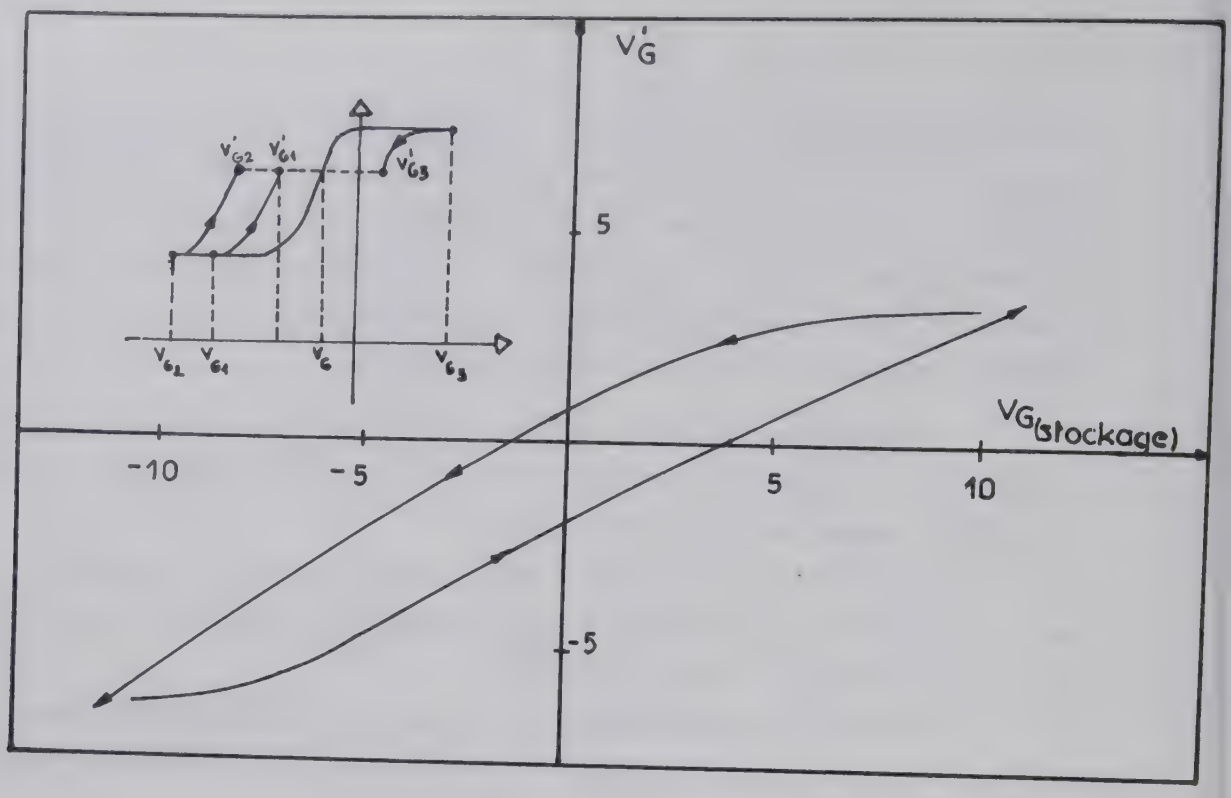
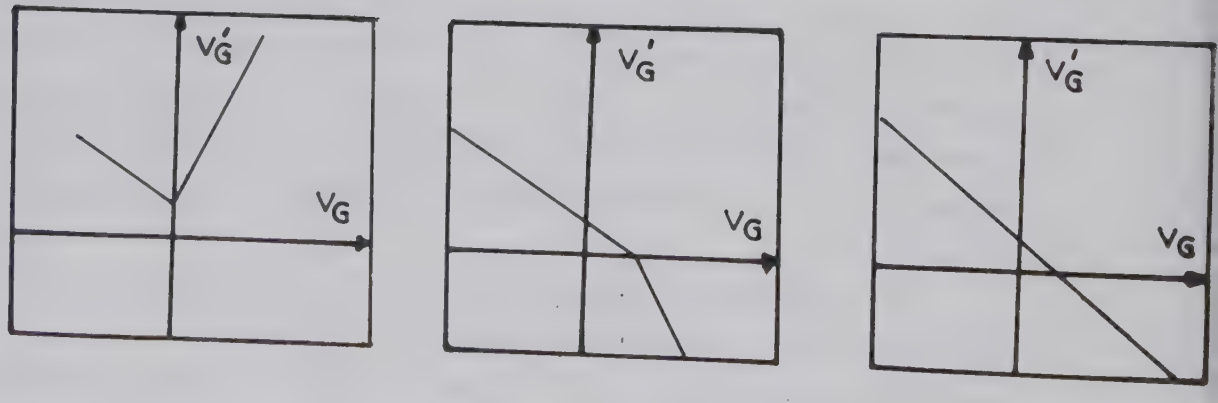


fig (35) - Diagramme V'_G (V_G) montrant le sens d'évolution de l'hystérésis



Modèle des Radiations ionisantes

(a)

Modèle faisant intervenir des ions mobiles

(b)

Polarisation du Diélectrique

(c)

fig (36) - Différents mécanismes pouvant expliquer l'apparition d'une hystérésis

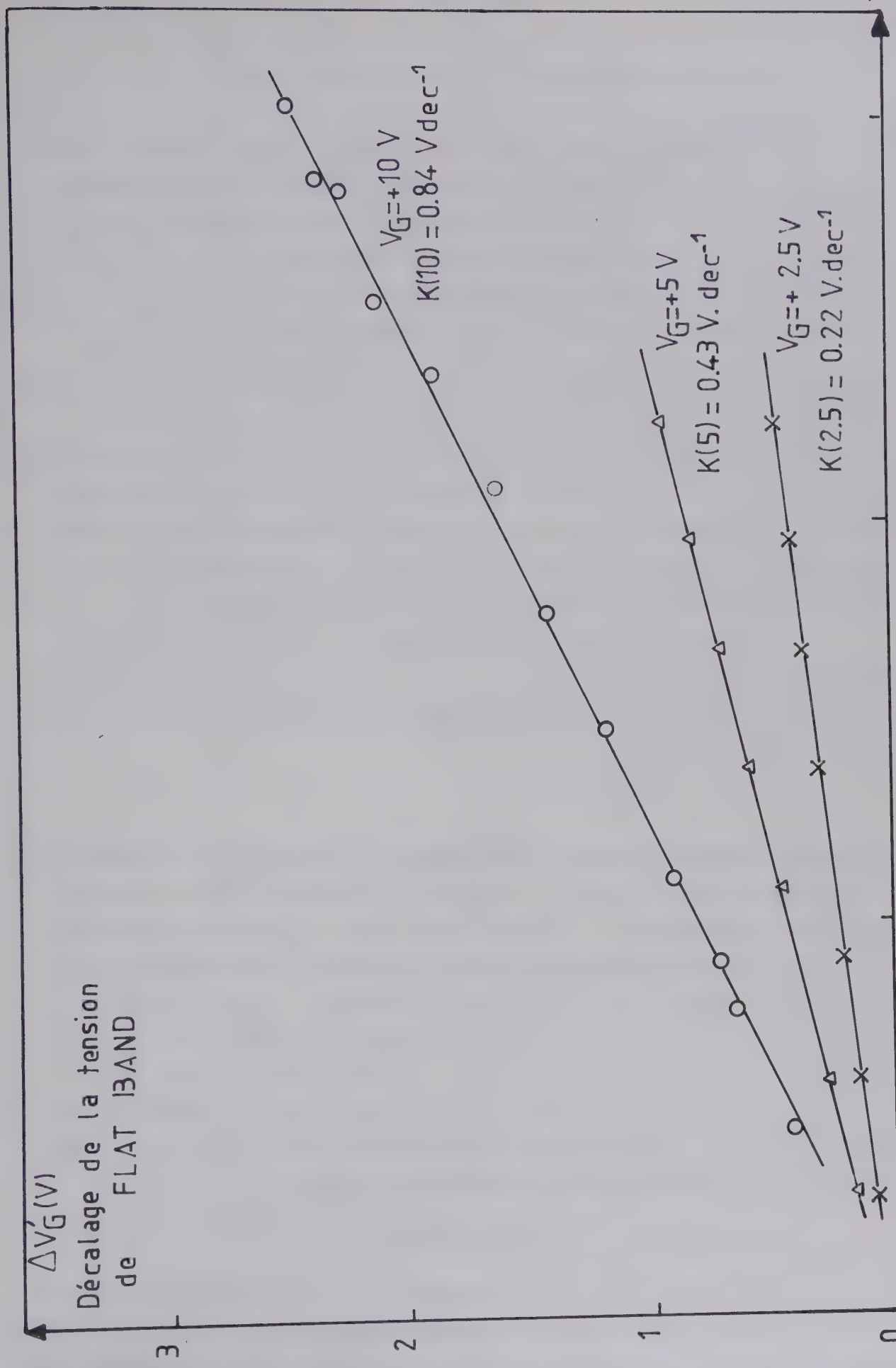


fig (37)Déplacement de la tension de Flat Band V_G consécutive à un stockage durant un temps t à une polarisation de Grille V_G donnée.

Un tel comportement a déjà été observé sur des structures élaborées sur silicium avec la différence notable que K prend des valeurs beaucoup plus faible qui se situent dans la gamme du millivolt/décade[27] .J.BUXO et Al [28] ont montré que cette différence de comportement entre Silicium et antimoniure d'Indium venait - à égalité de qualité du diélectrique - du caractère dégénéré en accumulation et en forte inversion de l'InSb, conditions qui n'étaient pas atteintes avec le Silicium. Une autre observation du phénomène conforte ce comportement puisque si l'on décrit une courbe C(V) en se cantonnant dans la zone de déplétion, l'amplitude de l'hystérésis est considérablement réduit du fait de l'absence de porteurs en surface. fig (44)

Ce résultat montre que, en dehors de la qualité du diélectrique déposé, le phénomène de dérive est directement lié aux propriétés du semi-conducteur et qu'en particulier l'Insb, à bande interdite étroite, tend à magnifier les effets du piégeage sur les caractéristiques du MIS.

L'exploitation des résultats obtenus a d'autre part permis de montrer qu'il était possible d'avoir accès à une évaluation de la densité de pièges présents dans l'isolant près de l'interface[28]celle ci se présentant sous la forme :

$$N_T \simeq \frac{KX^{1/2}.\ 6.10^{-3}}{V_G} \qquad (4.2)$$

X étant un paramètre calculé par LUNDSTROM et SVENSON[29] dont la valeur pour le SiO est voisine de 0,9 eV. Le facteur 6.10^{-9} obtenu étant une valeur numérique s'appliquant à l'InSb[30] . Nous avons pu vérifier sur des MIS élaborés avec des technologies diverses la présence d'une hystérésis de plus ou moins grande amplitude. Nous présentons sur les figures (38) et (39) les courbes C(V) typiques obtenues sur dés échantillons dont les diélectriques sont respectivement : Oxyde anodique et SiO_2, Al_2O_3, MgF_2.

A l'heure actuelle une étude plus complète de ce modèle est poursuivie au LAAS. Elle devrait permettre de généraliser à tout type de semi conducteurs les résultats mis en évidence sur InSb.

IV. 2. Caractéristiques de l'interface SiO-InSb

Le phénomène de dérive, entrainé par le mécanisme de piégeage, entrave le bon fonctionnement d'une cellule détectrice, une partie de la charge photonique est, en effet, piégée dans les premières couches du diélectrique et peut ne pas être en totalité libérée au moment où la charge de la couche

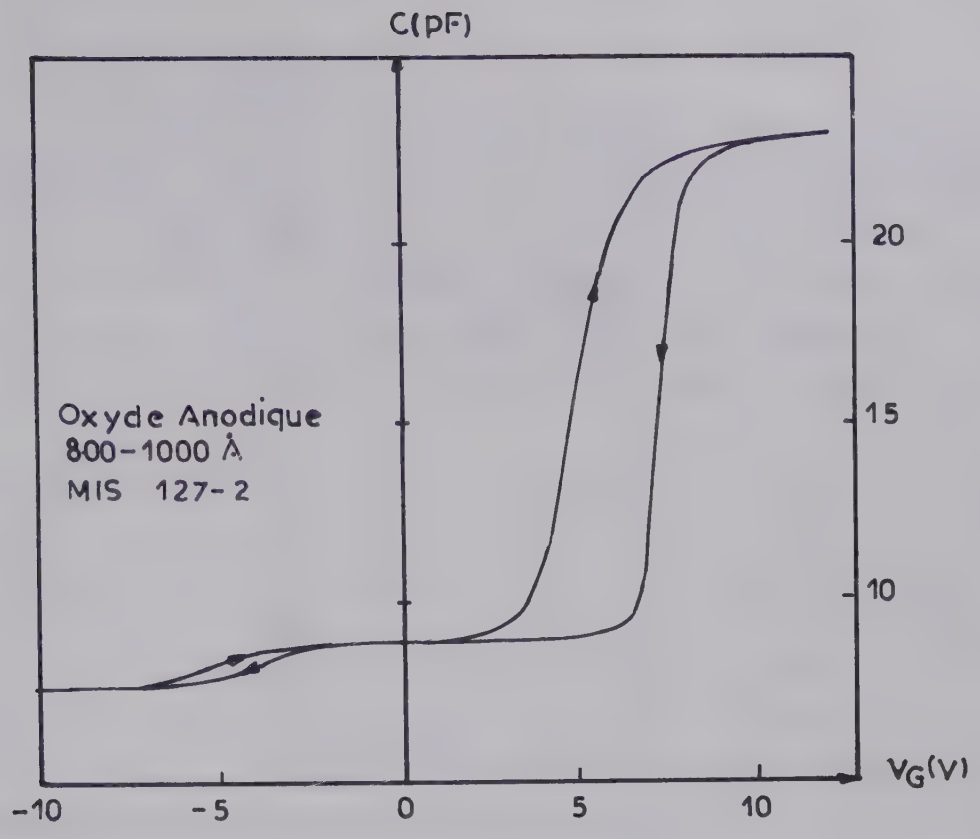


fig (38a)- Hystérésis : Metal - Oxyde anodique - InSb

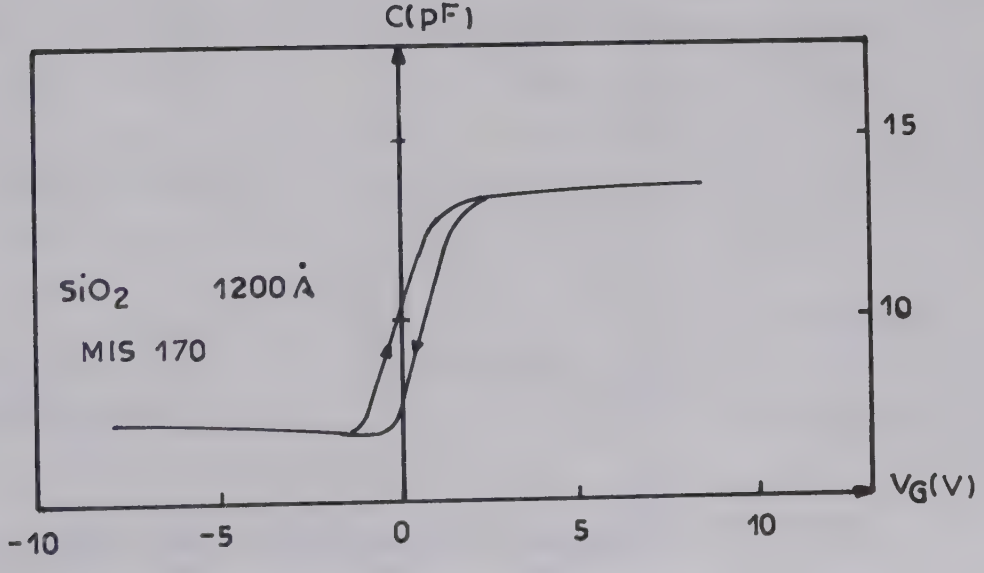


fig (38b)- Hystérésis : Métal - SiO_2 - InSb

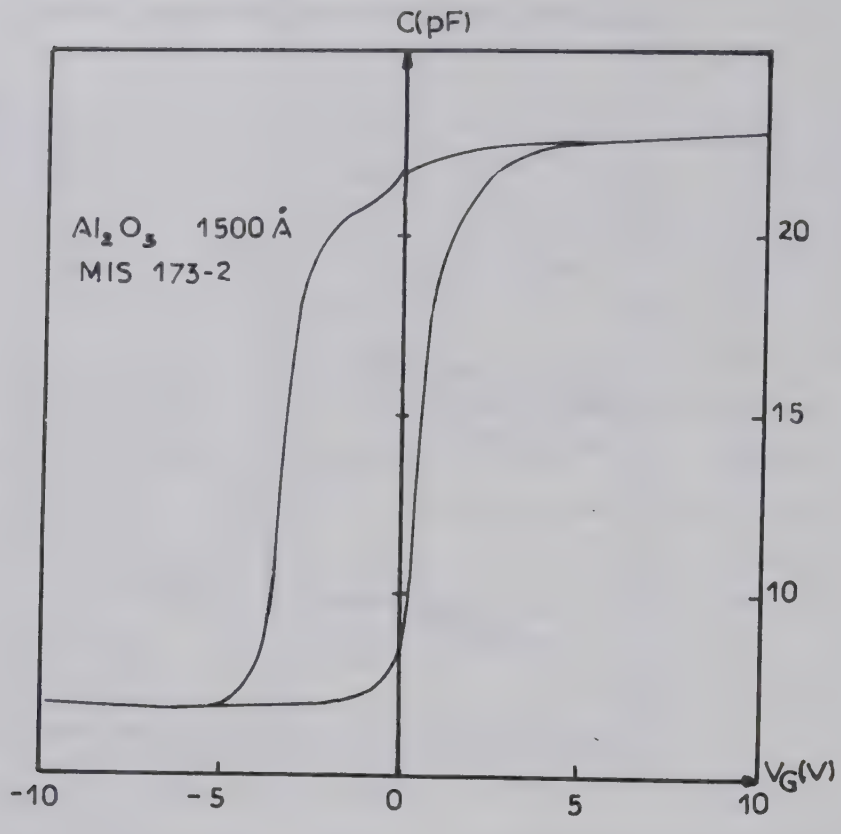


fig (39a)- Hystérésis : Métal - Al_2O_3 - InSb

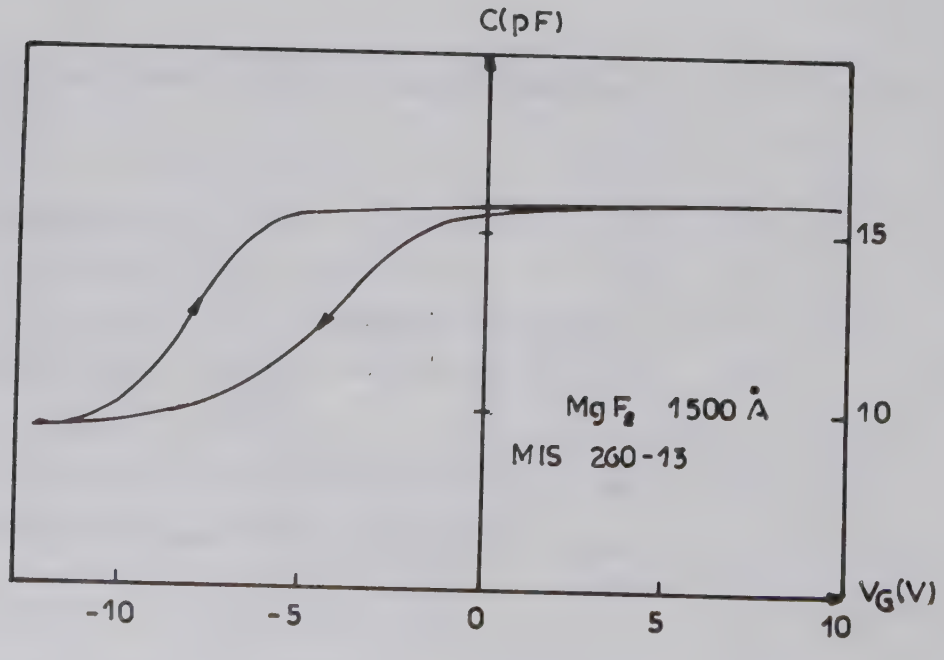


fig (39b)- Hystérésis : Métal - MgF_2 - InSb

d'inversion est transférée vers l'électrode de lecture voisine. Les états de surface proprement dit , toujours présents à l'interface isolant-semiconducteur, sont un autre facteur limitatif : ils peuvent, en effet, servir de "relais" entre InSb et SiO dans le phénomène de piégeage. Ils peuvent surtout s'avérer gênants dans le processus de transfert de charges également en raison des différences de constante de temps entre capture et émission de ces états.

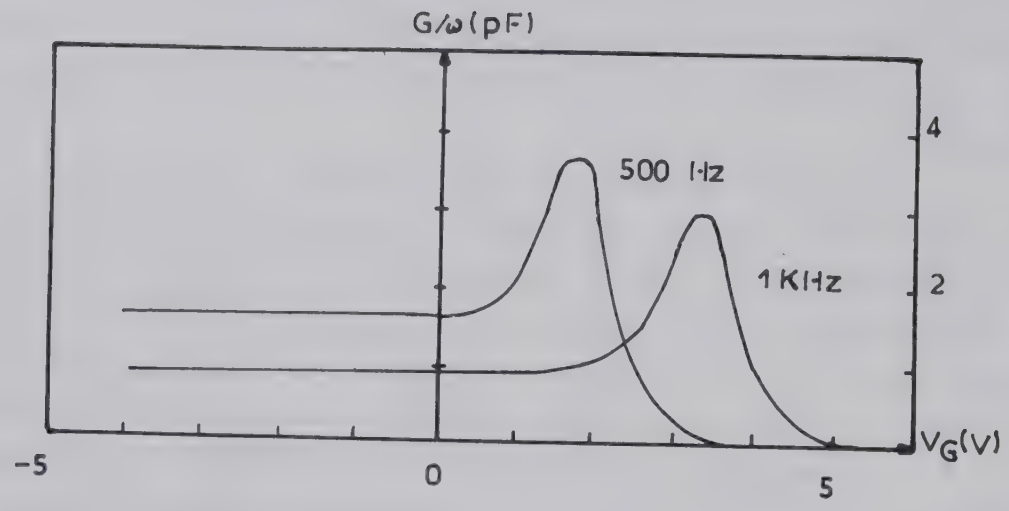
Nous nous proposons donc d'en évaluer le profil et nous pensons dès lors, faire appel aux diverses méthodes élaborées pour le silicium. Le choix d'une méthode, dans ce cadre, va dépendre particulièrement de la qualité de l'interface. En effet, suivant que la densité moyenne est élevée (de l'ordre de $10^{12} cm^{-2}.eV^{-1}$ et plus) ou faible (inférieure ou égale à $10^{10} cm^{-2} eV^{-1}$), on utilisera une technique adaptée à la sensibilité recherchée.

D'autre part, le phénomène de dérive que nous avons présenté dans le paragraphe précédent constitue un handicap supplémentaire puisqu'il est nécessaire de rechercher une relation entre la tension appliquée et le potentiel de surface pour établir le profil des états de surface le long de la bande interdite.

Ainsi, sur la figure (40) sont représentés deux enregistrements successifs de la conductance, $\frac{G}{\omega}(V)$, d'un même dispositif. On constate que si la hauteur du pic se conserve bien d'un tracé à l'autre, un état électrostatique antérieur à la mesure vraissemblablement différent entraine un glissement des courbes suivant l'axe des tensions. Cette observation montre qu'il n'est pas possible en toute rigueur de paramètrer le potentiel de surface, φ_s, en fonction de la tension appliquée, V_G. Cependant, pour se fixer des ordres de grandeurs aussi proches que possible de la réalité nous avons dépouillé nos résultats expérimentaux de la façon suivante :
On positionne les caractéristiques mesurées - quelles qu'elles soient - en faisant coincider le point de bande plate avec sa valeur calculée à partir des caractéristiques théoriques et l'on opère alors la correspondance, $\varphi_s (V_G)$, suivant la procédure établie pour le Silicium.

IV. 2. 1. Choix de la méthode de mesure des états de surface

Sans vouloir revoir de façon exhaustive toutes les méthodes développées dans la littérature scientifique pour évaluer la densité des états de surface N_{ss} $(cm^{-2}. eV^{-1})$, nous rappellerons les quatre techniques qui ont été le plus souvent utilisées et qui sont détaillées dans l'article de Synthèse de



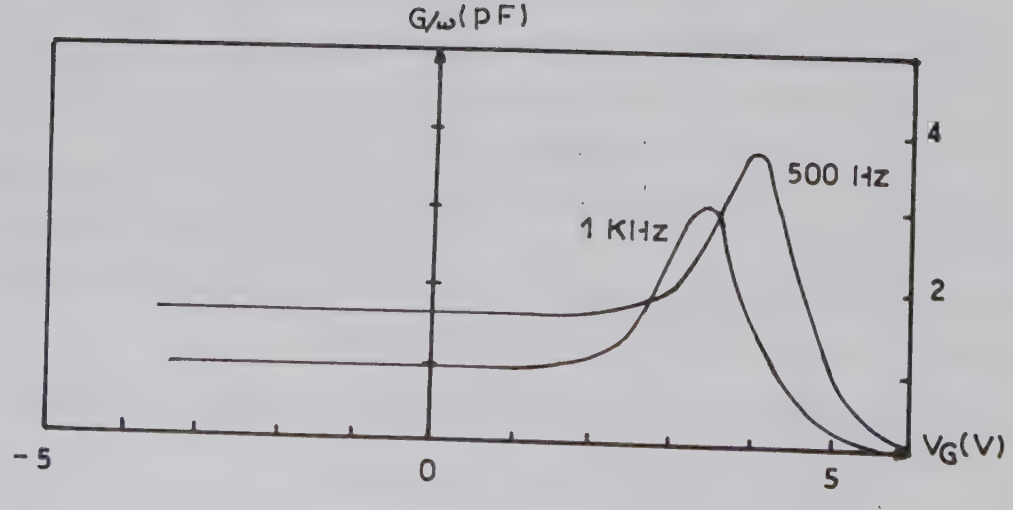


fig (40) - Dérive des caractéristiques $\frac{G}{\omega}$ (V) faisant suite à des conditions initiales différentes

A. GOETZBERGER et Al.[31]. Dans tous les cas, le schéma équivalent de la structure, en se référant à la théorie élaborée sur Silicium, est représenté par la figure (41) où les éléments R_s et C_s caractérisent les états de surface et nous fournissent leurs constantes de temps ($\tau_s = R_s C_s$).

a) L'exploitation de la réponse C(V) effectuée à une fréquence élevée[32] permet d'évaluer N_{ss} avec une bonne précision pour des valeurs supérieures ou égales à 10^{11} états/cm^2.eV. Elle donne accès, mais avec difficultés, aux constantes de temps des états.

b) L'étude de la conductance parallèle du MIS en fonction de la fréquence[33] présente un pic caractéristique des seuls états de surface dans la zone dépeuplée. La méthode s'avère plus précise que la précédente et peut en principe voir sa sensibilité atteindre 10^9 états/cm^2.eV. Elle s'applique à la fois aux structures présentant un comportement interfacial monoénergétique ou à celles présentant un continuum d'états. Elle tient compte des fluctuations statistiques du potentiel de surface et permet d'accéder à la section de capture des états.

c) La méthode de GRAY-BROWN basée sur les variations de niveau de Fermi avec la température est surtout sensible aux extrémités de la bande interdite[34] .

d) La technique dite quasi statique[35], où la structure est sollicitée par une rampe lente de tension, pour maintenir les états de surface à l'équilibre thermodynamique, permet de déterminer la capacité basse fréquence de la structure en fonction du courant mesuré et par suite la capacité due aux états de surface.

A la fois en raison de la perturbation apportée par la dérive aussi bien que par les ordres de grandeurs de N_{ss} qui seront mesurés, nous avons opté pour la première de ces techniques. Dans l'optique de limiter autant que faire se peut l'effet du mécanisme de piègeage pendant le balayage de la courbe C(V), celle-ci doit être décrite aussi rapidement que possible. Pour parvenir à ce résultat on peut aussi, et c'est la technique que nous avons finalement adopté, tracer point par point la courbe C(V) en déplétion à partir de la réponse transitoire C(t), consécutive à un échelon de tension, à l'instant initial (t = 0). fig (47).

Cependant, si l'on voulait utiliser la procédure de l'enregistrement de C(V) ou G/ω (V) il y aurait lieu de limiter le balayage de la surface à la seule zone de déplétion ; la figure (44) montre l'incidence sur le profil de la caractéristique d'un balayage de tension de trop grande amplitude, ce qui conduit à un calcul erroné de N_{ss} fig (45)

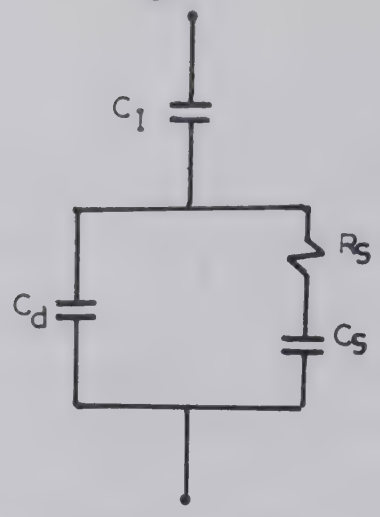


fig (41) - Schéma équivalent simplifié d'une structure MIS présentant des états de surface

fig (42) - Schéma équivalent de la structure MIS présentant des états de surface en haute fréquence ($\omega \tau_s \gg 1$)

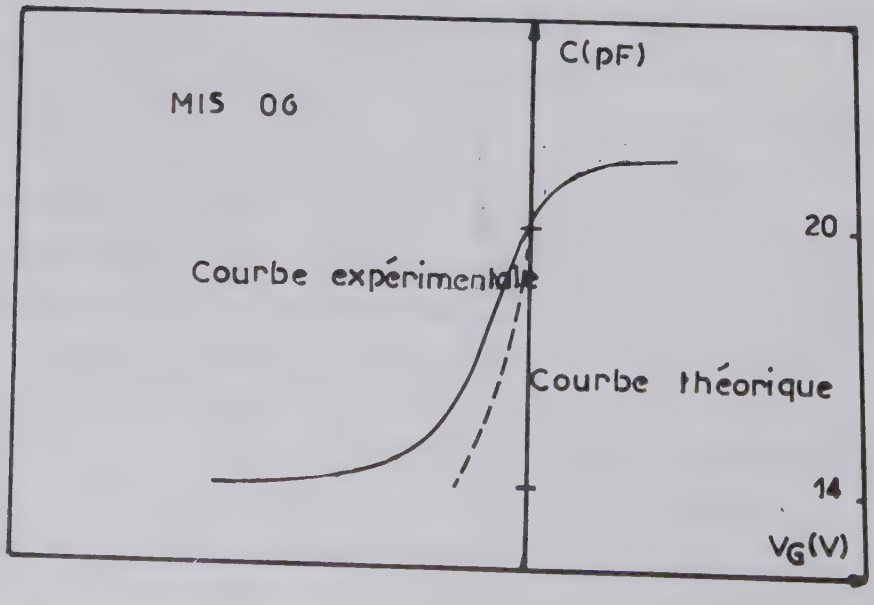


fig (43) - Comparaison des caractéristiques idéales et expérimentales en haute fréquence montrant l'influence des états de surface.

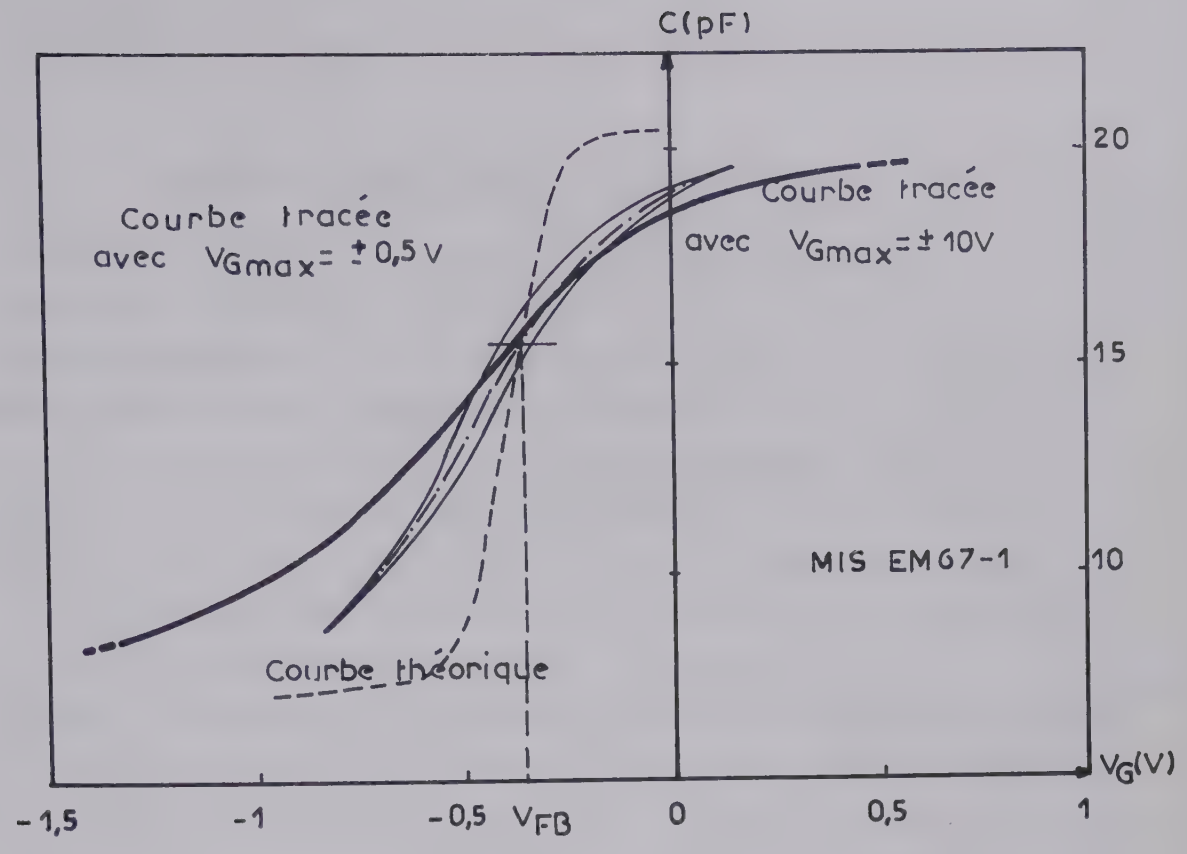


fig (44) - Influence de l'amplitude de la rampe de tension sur la caractéristique C(V)

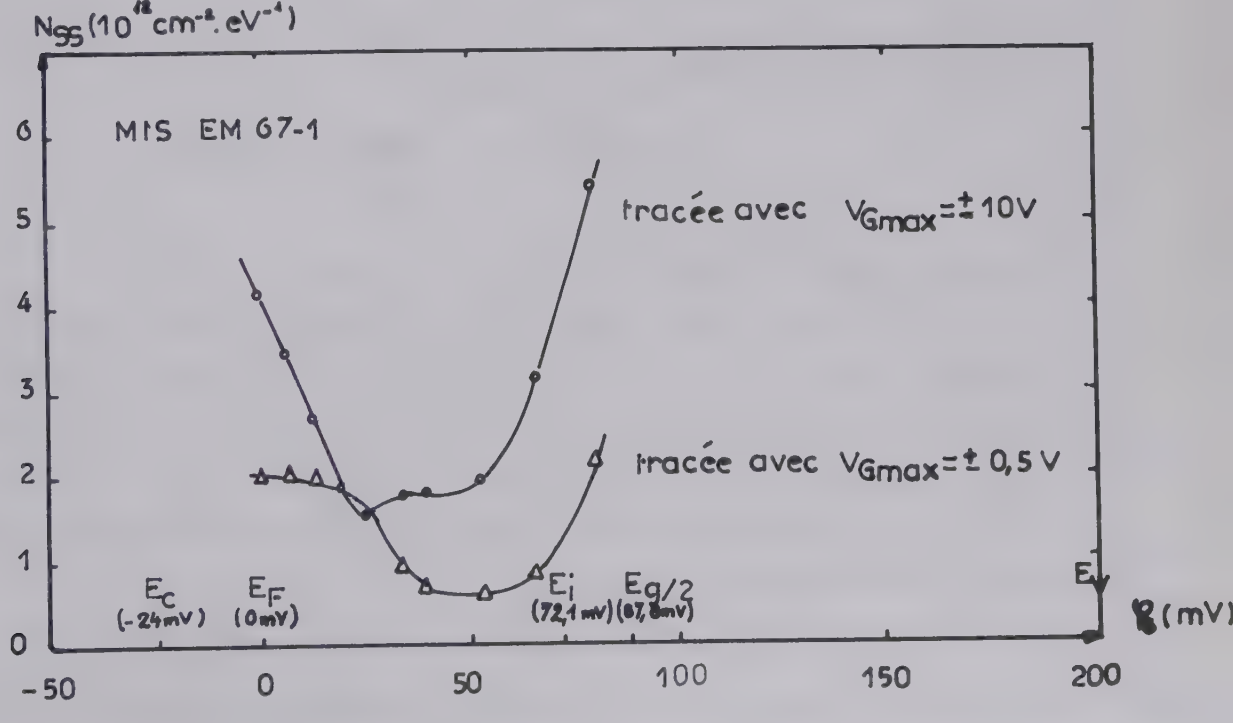


fig (45) - Influence de l'amplitude de la rampe de tension sur le profil d'états de surface.

IV. 2. 2. Détermination du profil d'états de surface

Nous allons maintenant détailler les étapes, conduisant à la détermination de N_{ss} suivant la méthode de L.M. TERMAN. La technique consiste à comparer une courbe expérimentale, C(V), à la réponse théorique de la structure et ce à une fréquence suffisamment élevée pour que les états ne puissent pas répondre à la sollicitation du signal de modulation. De manière pratique, le tracé C(V) expérimental est conduit à 1 MHz, fréquence pour laquelle le schéma équivalent du dispositif se réduit à celui de la figure (42) puisque l'on peut supposer dans ces conditions $\omega \tau_s \gg 1$.

Le décalage observé entre courbe théorique et réelle portées sur les mêmes axes fig (43) - compte tenu de la procédure du paragraphe IV. 2 - est attribué aux seuls états de surface. Ces états, en effet, qui ne répondent pas à la modulation. apportent cependant une contribution à la polarisation continue de la structure, ce qui se traduit par un déplacement de la courbe suivant l'axe des tensions de la quantité $\Delta V = \frac{Q_{ss}}{C_I}$

soit,
$$\frac{Q_{ss}}{C_I} = \frac{q}{C_I} \int_{E_V}^{E_C} N_{ss}(E)\, dE \qquad (4.3)$$

On en déduit par conséquent :

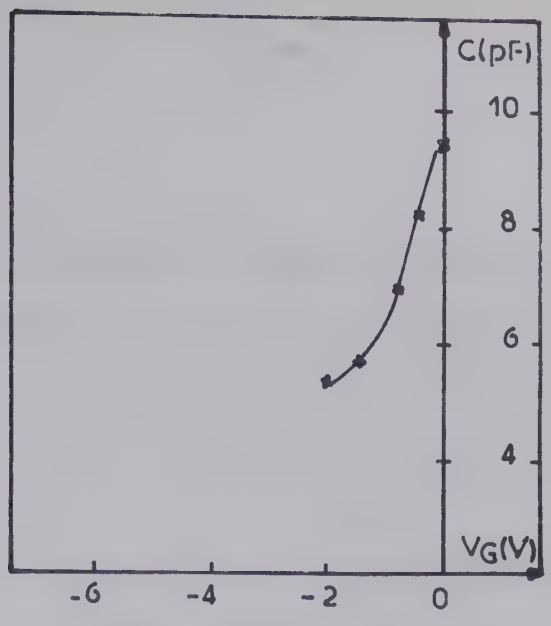
$$N_{ss}(\varphi_s) = \frac{1}{q} \frac{dQ_{ss}}{d\varphi_s} \qquad (4.4)$$

La méthode de calcul suivie est donc la suivante :

- Sachant que la capacité, C_d, associée au semiconducteur peut être déterminé à partir de la mesure de la capacité dynamique de la structure et qu'elle n'est fonction que du potentiel de surface, φ_s ; nous pouvons dans ce cas évaluer φ_s et la tension V_{GI} qui serait appliquée dans le cas idéal.

- La détermination du ΔV entre courbe expérimentale et théorique pour φ_s donné fournit la valeur de Q_{ss}.

- La différenciation graphique de la courbe obtenue, $Q_{ss}(\varphi_s)$, nous permet d'accéder à la distribution énergétique des états de surface, $N_{ss}(\varphi_s)$ fig (46)



Structure n° 10 EM 16-4

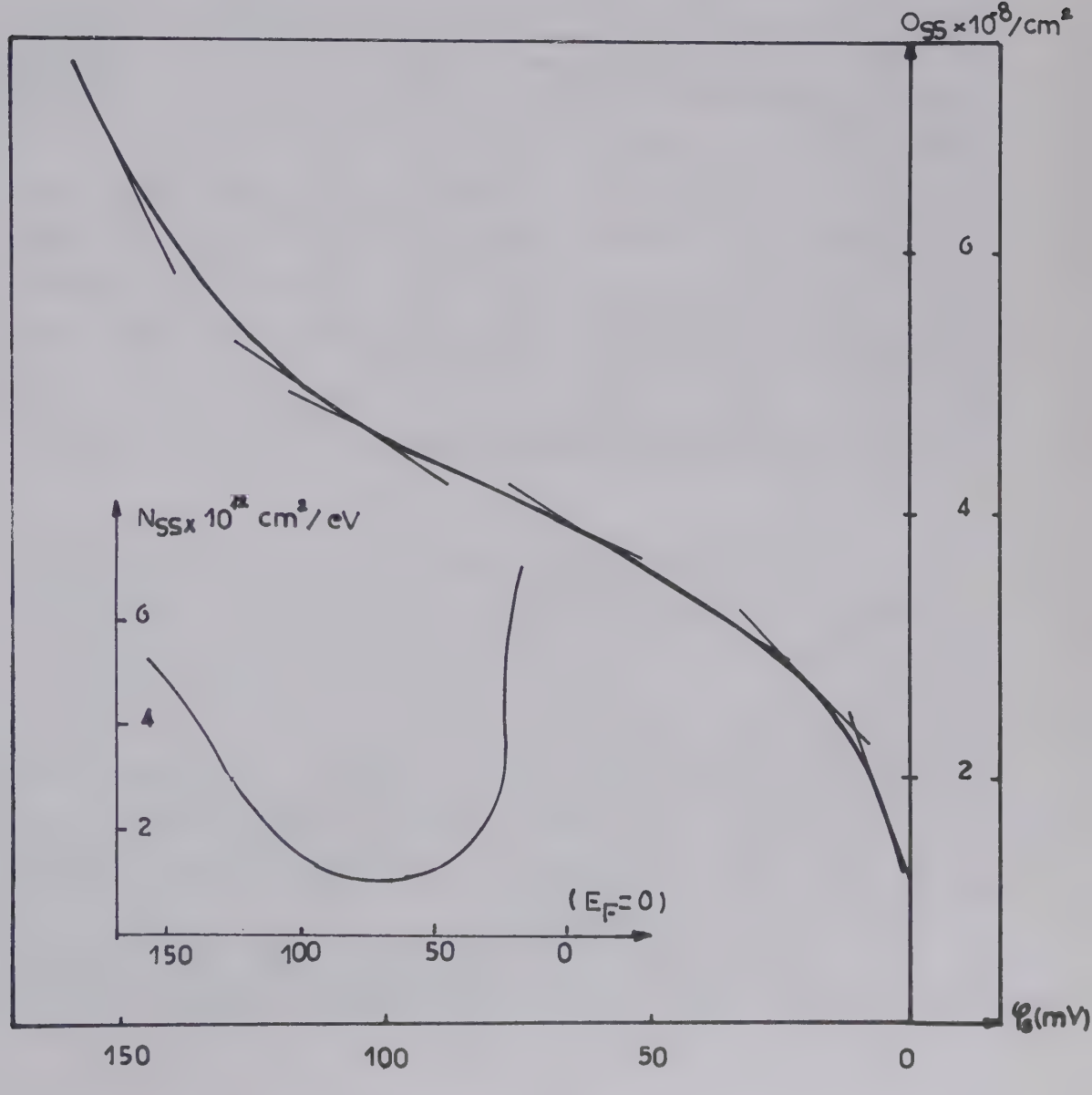


fig (46) - Exploitation de la caractéristique C(V) haute fréquence de la structure EM 16-4 n.10 pour évaluer son profil d'état de surface.

Le tableau ci-après résume les éléments quantitatifs de cette méthode pour la structure MIS EM 16-4 avec AC_I = 7,6 pF soit C_I = 44 nF/cm^2.

TABLEAU IV

V_G(V)	0	-0,2	-0,5	-0,7	-1	-1,2	-1,4	-2
C (pF)	7,3	7	6	5,3	4,4	4	3,7	3,3
Cd (pF)	184,5	88,7	28,5	17,5	10,4	8,4	7,2	5,8
$_s$ (mV)	0,15	0,7	6,5	17	48	75	105	152
V_{Gi} (mV)			60	105	-200	-260	-330	-440
V(V)			0,44	0,60	0,80	0,94	1,07	1,56
Q_{ss}(10^{-8}C/cm^2)			1,94	2,64	3,52	4,14	4,71	6,86
$N_{ss}/cm^2.eV.$ 10^{12}			6,94	2,6	3,52	1,18	1,64	5

Le profil de N_{ss} présenté sur la figure (45) traduit bien un comportement typique des échantillons caractérisés, en particulier la gamme 5 x 10^{11} à 10^{12} cm^{-2} x eV^{-1} est reproductible pour ce type de technologie. Cependant, malgré la similitude des résultats obtenus au cours de cette étude, il faut rester prudent sur l'exactitude du profil de N_{ss} présenté : la méthode utilisée s'appuyant sur un modèle du MOS essentiellement vérifié sur le système Si-SiO_2 thermique et nous savons que la couche de SiO déposée sur InSb présente une composition nonstoechiométrique, en particulier près de la surface du semiconducteur.

On remarque d'autre part qu'une valeur moyenne de 10^{12} $cm^{-2}.eV^{-1}$ constitue un ordre de grandeur certainement trop élevé pour être compatible avec une bonne efficacité de transfert.

IV. 3. Courant d'obscurité : compasante par effet Tunnel

Le phénomène de charge de la couche d'inversion par le courant Tunnel bande à bande que nous avons introduit au paragraphe II. 3. 2. peut être mis en évidence expérimentalement. En effet, si dans le tracé point par point de la caractéristique impulsionnelle C(V), effectué en vue de caractériser l'interface (§ IV.2.1), nous augmentons suffisamment la tension appliquée sur la grille, nous enregistrons un palier de la caractéristique C(V) qui traduit que l'on atteint, pour un dopage donné, une épaisseur maximale de la zone dépeuplée correspondante à une tension de surface maximale, telle que la génération par effet Tunnel devienne rapidement prépondérante fig (48). Ce résultat traduit la formation quasi instantanée d'une partie de la couche d'inversion chargée par le courant Tunnel. Cet effet est confirmé dans la réponse C(t) par une diminution sensible du temps de relaxation fig (49) lorsque la tension de grille augmente au delà d'un seuil de l'effet Tunnel, ce qui indique, conformément à la relation (2.30), la présence d'une charge en surface beaucoup plus rapidement établie que par la seule génération thermique.

Nous avons déjà examiné toutes les incidences que ce phénomène aurait sur la conception d'un système d'imagerie thermique. Nous soulignerons à nouveau que cet effet représente l'une des limites physiques - caractéristique de l'Infrarouge - la plus contraignante pour l'électronique de traitement associée.

* *

*

Nous avons pu, dans cette partie, observer l'apparition de divers phénomènes qui sont liés essentiellement à la nature du matériau semiconducteur et à la technologie de dépôt du diélectrique utilisée. D'autre part, la considération de ces mécanismes au niveau de la caractérisation nous a permis de définir les limites des méthodes généralement utilisées pour le MOS silicium. En particulier, nous avons pu mettre en évidence l'importance très accentuée du phénomène de dérive.

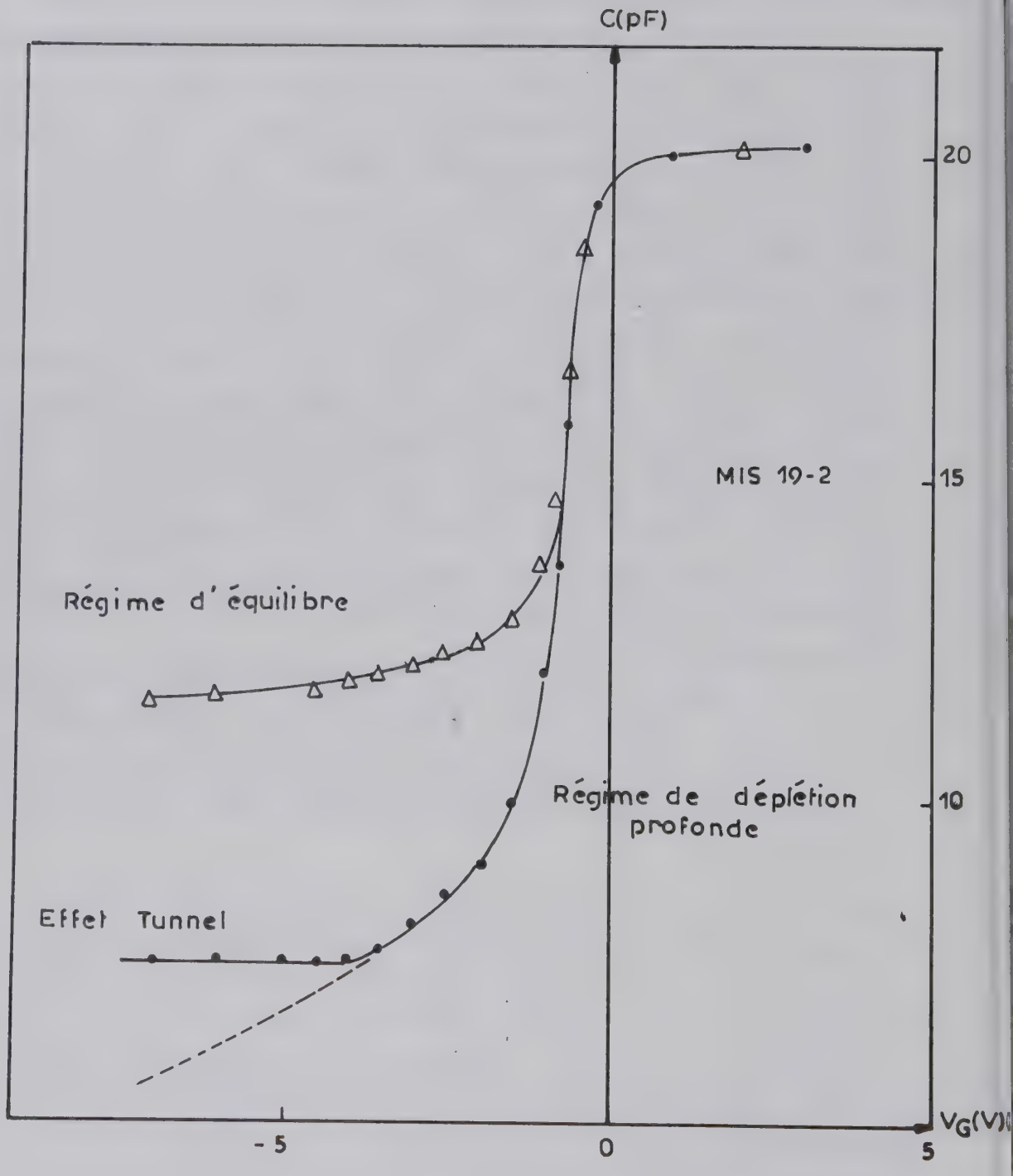
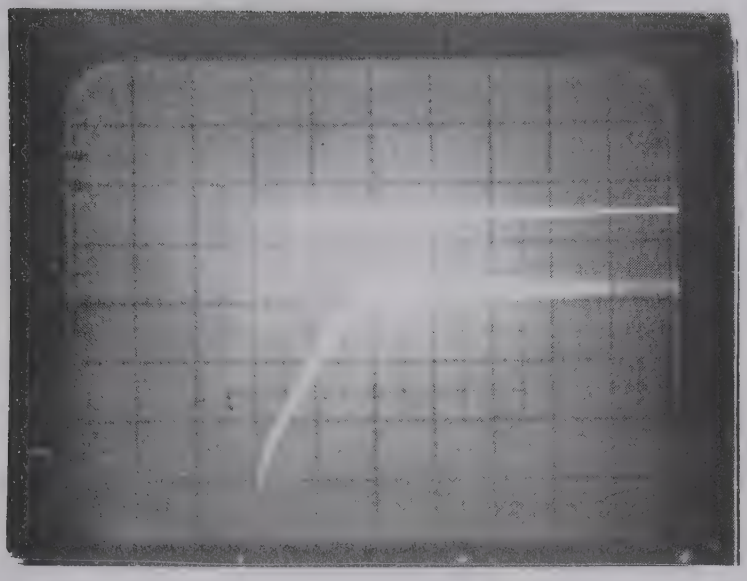


fig (47) - Mise en évidence de l'effet Tunnel à partir de la caractéristique C(V) en déplétion profonde

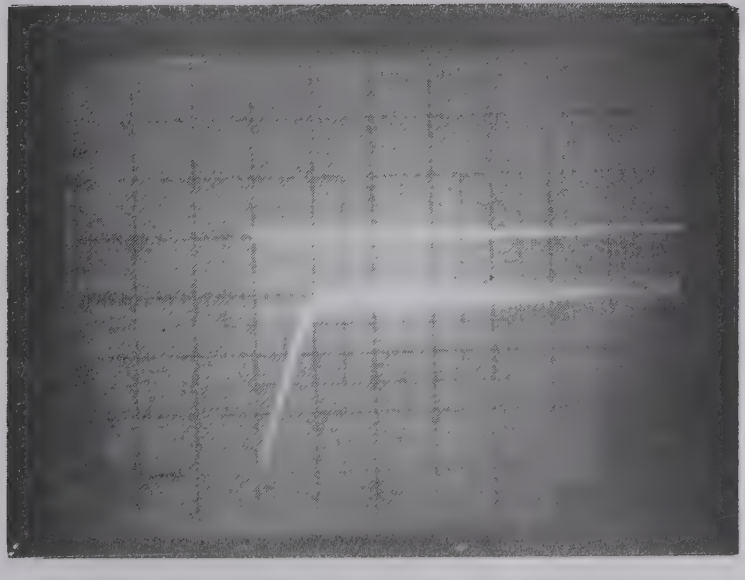


MIS 261.14

ΔV_G = - 5V

x = 10 ms/c

y = 1 pF/c



MIS 261.14

ΔV_G = - 6 V

x = 10 ms

y = 1 pF/c

fig. 48 Diminution du temps de relaxation due à l'effet Tunnel

Ces différentes contraintes physiques, si elles se font ressentir au niveau des mesures et de la caractérisation influent certainement aussi sur les figures de mérite du système de détection. C'est ce que nous nous proposons d'analyser dans le chapitre suivant.

CHAPITRE V

EVALUATION DE LA FAISABILITE DE CE TYPE DE SYSTEME DE DETECTION I. R

Nous venons, dans le paragraphe précédent, d'examiner les méthodes pour caractériser les paramètres tels que dopage, fréquence de transition, durée de vie ou temps de relaxation ; d'autre part nous avons mis en évidence les phénomènes qui pouvaient entraver le bon fonctionnement des cellules tels les imperfections de l'interface, l'effet Tunnel limitant la dynamique du signal appliqué, le piégeage des porteurs dans l'isolant qui rendait instable le comportement électrique du dispositif. La difficulté d'analyser quantitativement ces limitations vient de ce que ces mécanismes perturbateurs réagissent l'un sur l'autre. Il est cependant déterminant de pouvoir isoler l'effet de chacun d'entre eux afin d'être à même d'évaluer la faisabilité de tout le système d'imagerie.

Dans ce chapitre, nous allons par conséquent considérer si les performances actuellement obtenues sur les caractéristiques physiques de la structure élémentaire sont ou non suffisantes pour envisager d'étendre cette technologie à une matrice bidimensionnelle et si l'importance des éléments parasites mis en évidence - états de surface, piège dans l'isolant - ne représente pas un handicap insurmontable à tout développement ultérieur du système. En faisant référence, d'une part, à des essais réalisés dans le cadre de ce travail sur d'autres types de diélectrique déposés et en considérant, d'autre part, les tendances et les résultats obtenus par d'autres équipes travaillant sur ce domaine, nous essaierons d'en dégager une alternative possible à la voie CID, SiO sur InSb.

V. 1. Performances de détection du système liées aux matériaux

Les considérations théoriques, que nous avons présenté au chapitre II, nous ont montré l'importance prise par le temps de relaxation à l'obscurité sur la capacité de détection d'une structure MIS. L'ensemble des résultats obtenus sur les échantillons que nous avons caractérisés fait état d'une valeur moyenne de T_R voisine de 20 ms. Nous avons remarqué au paragraphe III. 6 que celle ci autorisait la réalisation d'une mosaïque 10 x 10 éléments dont le temps d'intégration de chaque cellule serait de l'ordre de 500 μs.

Dans le but d'améliorer le pouvoir de détection du dispositif, examinons dans quelle mesure la valeur de T_R peut être augmentée. Nous avons pu constater (§ II. 2) en effet, que la qualité du détecteur est d'autant meilleure que ce paramètre est élevé.

La dépendance de T_R aux paramètres du matériau et de la structure est traduite par la relation (2.26) que nous rappelons ci-dessous :

$$T_R = \frac{4\tau_g}{n_i}\left[C_1\left(\frac{N_D}{2q\varepsilon_o K_s U_T}\right)^{1/2}\left(U_{SM}^{1/2} - U_{SO}^{1/2}\right) + \frac{N_D}{U_T}\,Ln\left(\frac{U_{SM}^{1/2}}{U_{SO}^{1/2}}\right)\right] \qquad (5.1)$$

Outre l'influence de n_i et K_s sur T_R, on pourrait croire à partir de la seule relation (5.1) qu'une augmentation de N_D et de u_{SM} favoriserait l'accroissement du temps de relaxation à l'obscurité. Nous savons maintenant (§ IV.3) que l'effet Tunnel limite le potentiel de surface u_{SM} et que ce dernier peut prendre des valeurs d'autant plus importantes que le dopage diminue fig (17). En fait, la restriction due à l'effet Tunnel ne se limite pas uniquement à une contrainte sur le temps de relaxation puisqu'une tension appliquée, V_G, faible implique une quantité de charge maximale stockée en surface plus faible (2.28). C'est pourquoi, les tendances actuelles visent à utiliser des semiconducteurs aussi peu dopés que possible.

On constate donc dans ces conditions que, en dehors de τ_g, c'est la constante diélectrique de l'isolant qui reste le paramètre sur lequel on puisse agir pour accroitre le temps de relaxation et la quantité maximum de charges pouvant être intégrée par un détecteur élémentaire, N max (2.28).

Pour ce qui concerne la durée de vie des porteurs minoritaires, les travaux développés à la "Général Electric" semblent montrer qu'il est possible d'atteindre pour l'InSb des valeurs de τ_g en surface supérieure à 10^{-8} seconde. L'une des interprétations que l'on peut avancer est qu'il est, à cet égard, souhaitable, pour parvenir à cette fin, d'utiliser des technique endommageant le moins possible la surface du semiconducteur. L'évaporation joule de SiO a certainement un effet perturbateur non négligeable, ne serait ce que si l'on compare les valeurs de dopage de InSb mesurées en surface et celles des échantillons d'origine - celles ci ont été portées sur le tableau III.

Cette remarque suggèrerait de faire appel à des technologies de dépôt de diélectrique plus douces. On pense d'abord à la solution de l'oxyde anodique ; mais les mauvaises propriétés relevées jusqu'à présent sur celui ci n'ont pas permis de considérer cette filière intéressante [36]. La technique de dépôt en phase vapeur (CVD) semblant quand à elle bien plus prometteuse mais demande une mise au point qui n'est pas encore atteinte sur les quelques échantillons que nous avons caractérisés.

L'avantage procuré par un isolant à forte constante diélectrique invite également à rechercher d'autre types d'isolants que SiO. L'oxyde anodique serait à ce propos une solution avantageuse (K_I=11) sans les inconvénients soulignés plus haut. L'un des matériaux le plus généralement cité dans la littérature est le TiO_2, dont la constante $K_i \simeq 75$, qui présente également l'avantage de pouvoir être déposé par la méthode CVD.

V. 2. Influence de l'instabilité des caractéristiques sur le comportement du système

La dérive des caractéristiques de la structure, mise en évidence par la présence d'une hystérésis dans le tracé des courbes C(V) et $\frac{G}{\omega}$ (V) va s'avérer comme le phénomène perturbateur le plus génant, car c'est lui qui est responsable du coup d'arrêt porté au développement des performances de la caméra. Il agit, en effet, sur les deux fonctions détection et transfert/lecture de la matrice créant une non uniformité de réponse à la fois spatiale, c'est à dire entre les différentes cellules constituants la mosaïque bidimensionnelle, et temporelle puisque le comportement d'une cellule va dépendre de ses conditions antérieures de polarisation.

V. 2. 1. Fonction détection

Examinons en premier lieu comment cette instabilité agit sur les propriétés, le pouvoir de détection du dispositif. Si l'on considère l'écart de température minimum, ΔT, pouvant être détecté par le système, on constate que ce paramètre qui traduit la qualité du détecteur dépend d'un facteur, R, appelé responsivité. Facteur qui définit la sensibilité du dispositif à une solicitation d'un flux de photons incidents. On peut remarquer, en particulier, que la responsivité est d'autant plus grande que le détecteur est sensible. Cependant, étant donné l'importance du flux de fond ambiant dans l'imagerie I.R, qui se manifeste par un très faible contraste et ce d'autant plus que l'on désire travailler à des longueurs d'ondes élevées fig (3), une contrainte très sévère au niveau de l'uniformité de réponse des cellules élémentaires d'une mosaïque est requise pour pouvoir accéder au signal caractéristique du flux de photons incidents. En effet, si on évalue la quantité de charges photogénérées et stockées à la surface du MIS, on peut écrire :

$$N_i = (R + \Delta R)\, N_B\, (1 + C_N) T_I \qquad (5.2)$$

où ΔR définit la variation de la responsivité entre deux point élémentaires de la mosaïque et C_N le contraste présenté par deux objets de la scène à observer.

Cette relation peut encore se mettre sous la forme :

$$N_i = RN_B T_I + RN_B\, C_N T_I + \Delta RN_B T_I \qquad (5.3)$$

expression dans laquelle :

- $RN_B T_I$ est la contribution dans le signal du flux de fond ambiant.
- $RN_B C_N T_I$ représente la quantité de charge caractéristique du flux incident.
- et, enfin le dernier terme, $\Delta RN_B T_I$, qui définit la quantité de charges intégrée due aux non uniformités spatiales de la responsivité.

Pour que le signal désiré ne soit pas noyé dans celui apporté par une variation de responsivité, il faut, pour obtenir un écart de température de 0,1 °K -Sensibilité typique requise dans l'imagerie I.R- pour les détecteurs opérant dans la gamme [3-5 µm], une tolérance inférieure à 1 % sur l'uniformité de réponse des points sensibles puisque le contraste est de cet ordre dans cette région spectrale fig (3). Cette limite, qui constitue une difficulté très grande à la réalisation d'un système IRCID (dispositif à injection de charge opérant dans le spectre I.R) rend pratiquement impossible la mise en oeuvre des éléments MIS, que nous avons caractérisés, suivant le mode de fonctionnement classique d'une matrice CID en raison des dérives qui peuvent affecter le comportement électrique de chacun d'entre eux. En effet, des conditions initiales différentes pour chaque structure impliqueraient une différence de réponse entre éléments qui serait certainement supérieure au vu des caractéristiques C(V) ou $\frac{G}{\omega}$ (V) fig (40).

L'utilisation des dispositifs actuellement élaborés n'est par conséquent possible que dans la mesure où un artifice d'électronique permet de rendre inopérant le phénomène de charge des pièges dans l'isolant.

V. 2. 2. Fonction transfert

Bien que le mécanisme de transfert sorte du cadre de l'étude que nous sommes proposé de faire, il est cependant important de souligner, au niveau de la faisabilité du système, l'influence jouée par l'instabilité des caractéristiques sur l'opération transfert de charges.

Celle ci est, dans un certain sens, à rapprocher au rôle tenu dans ce processus par les états de surface. Ainsi, les pièges dans l'isolant sont chargés durant toute la période d'intégration du signal qui peut être supérieure à plusieurs centaines de microsecondes. Nous savons au contraire que le temps alloué au processus de transfert doit être aussi court que possible, et ce d'autant plus que le nombre d'éléments sensibles dans une matrice est élevée. Ce temps peut être le l'ordre de la microseconde.

En général cependant, cette durée apparait être trop courte pour permettre un vidage complet des pièges. Le bilan actuel des études faites dans ce domaine montre que l'on a besoin -pour un transfert- d'une efficacité de transfert supérieure ou égale à 99,99 % et que les difficultés à se rapprocher de cet objectif sont liées essentiellement à l'hystérésis et pour une moindre part aux états de surface. Les travaux de la Général Electric sur les matrices CID - InSb font état, actuellement, d'efficacité de transfert supérieure à 98 % sur des cellules à électrodes coplanaires qui présentent peu d'hystérésis et une densité d'états de surface de 10^{10} cm^{-2} eV^{-1} [37]

V. 3. Tendance des systèmes d'imagerie dans la gamme [3-5 µm]

Malgré l'évolution progressive des caractéristiques de la technologie SiO/InSb que nous avons notée tout au long de cette étude, les performances semblent actuellement avoir atteint un palier que l'on peut juger insuffisant en regard de l'amplitude de l'hystérésis relevé et de la densité d'états de surface mesurée le long de la bande interdite. Ceci explique que d'autres essais aient été réalisés sur des isolants et des procédés de dépôt différents. Cette démarche très longue ne nous a pas encore permis de juger, à partir des propres caractérisations que nous avons effectuées jusqu'à présent, du bien fondé d'un changement de technologie même si nous avons pu remarquer, fig (39) (40), une réduction de l'hystérésis. On peut dire toutefois que la filière CVD récemment mise en

oeuvre par la SAT s'avère prometteuse, ne serait ce que par les performances de tenue en tension (supérieure à 40 V) du diélectirque et l'hystérésis enregistrée voisine de 2 volts fig (49), malgré la fréquence de transition qui reste à améliorer fig (50). Nous avons déjà évoqué les bons résultats obtenus par la Général Electric sur ce procédé et il est certain qu'actuellement c'est celui-ci qui ouvre les plus grands espoirs pour la technologie sur substrat InSb. Mais nous savons aussi d'autre part que l'antimoniure d'Indium ne se présente pas comme le seul matériau pouvant conduire à l'élaboration de mosaïques CCD ou CID travaillant dans la gamme [3-5 µm]. En effet nous avons pu également examiner quelques échantillons élaborés par le LETI sur Hg Cd Te 5 µm fig (51). Les récents résultats publiés par Texas Instrument[38] semblent même faire de Hg Cd Te le matériau de prédilection pour les systèmes intrinsèques, du moins dans ce domaine de longueur d'onde. Pour notre part, les quelques essais entrepris ont mis en évidence une hystérésis de faible amplitude qui serait de bonne augure sans la fréquence de transition élevée relevée (supérieure à 10 KHz) et la faible tenue en tension de l'isolant (preuve au passage que la notion de faible amplitude d'hystérésis ne garde une signification qu'avec un isolant de bonnes qualités diélectriques). Les temps de relaxation supérieures à 10 secondes -performance comparable au silicium- obtenus à Texas Instrument montrent que la réussite de cette voie passe par une excellente maitrise à la fois du matériau de base que du diélectrique.

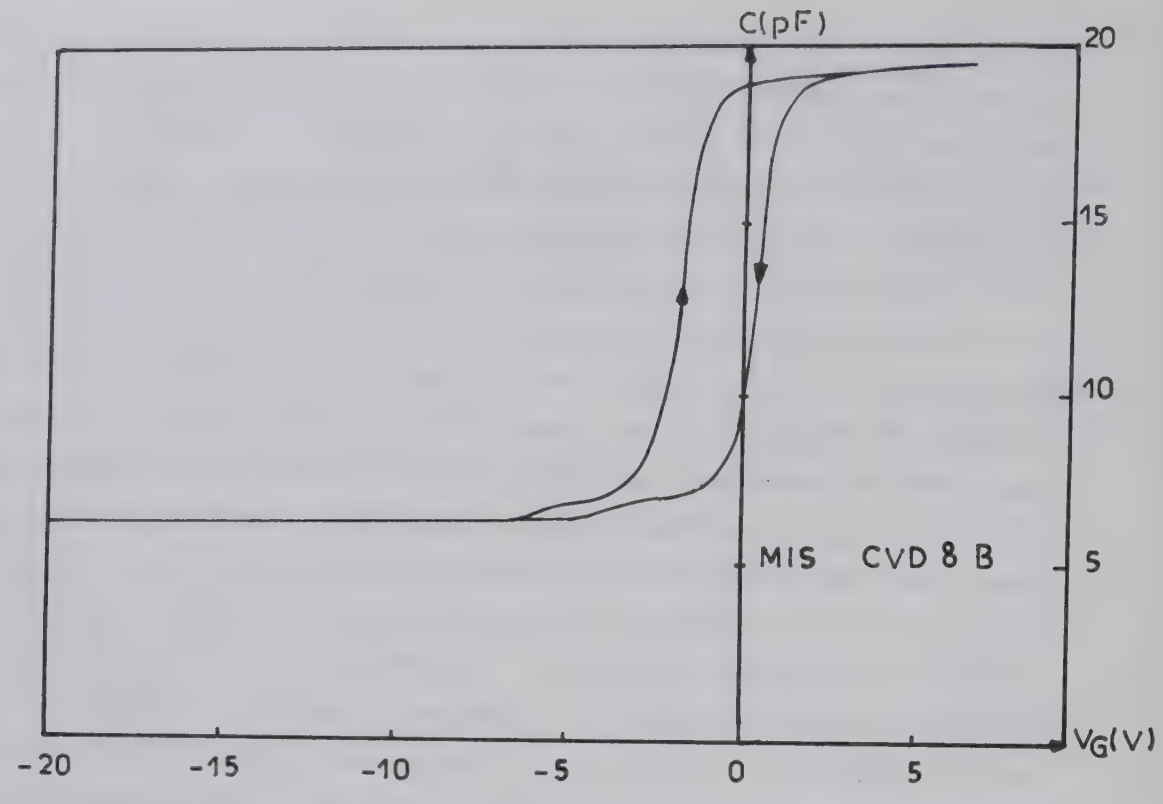


fig (49) - Hystérésis présentée par une structure Métal - SiON (CVD) - InSb

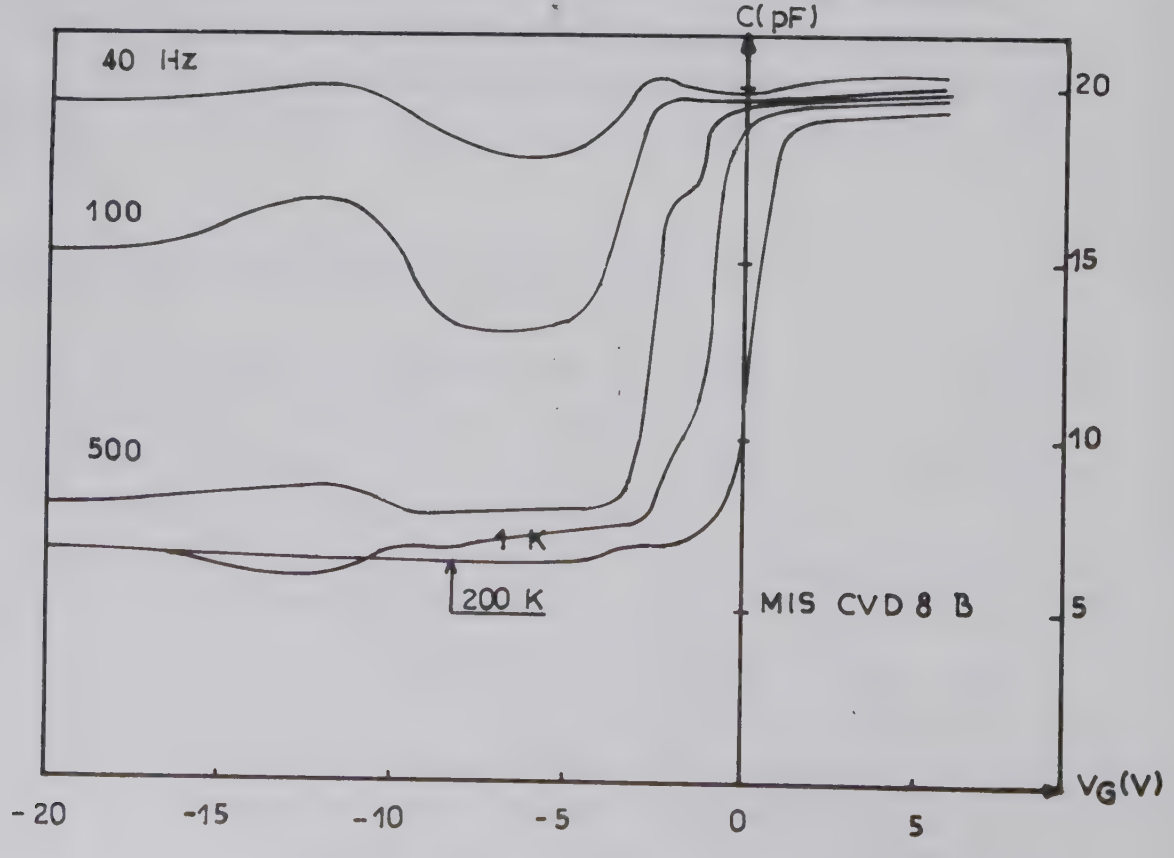


fig (50) - Réponse fréquentielle de la structure Metal - SiON (CVD) - InSb

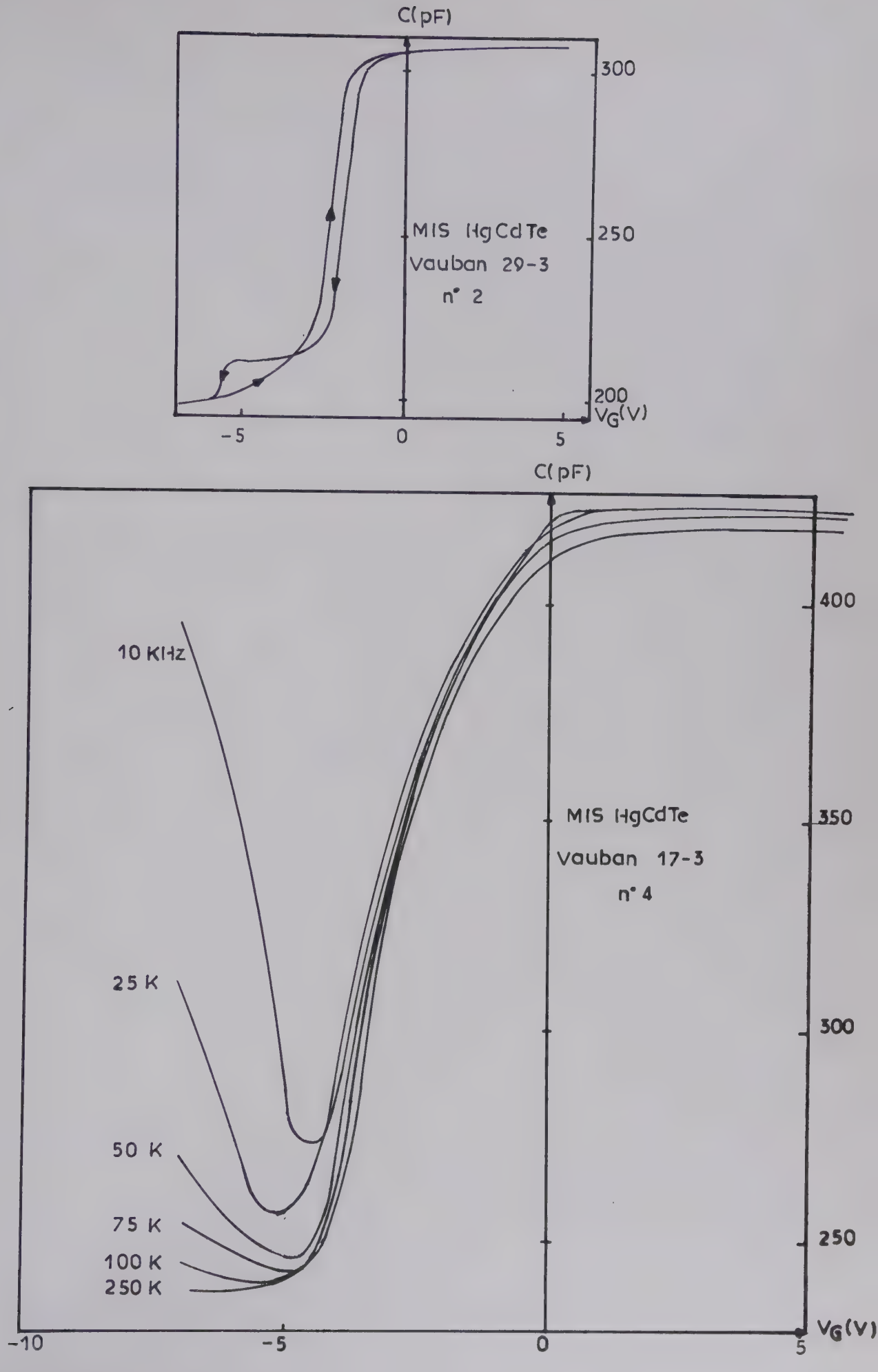


fig (51) - Caractéristiques C (V) d'un MIS - HgCdTe (λ_c = 5 µm)

CONCLUSION

Le développement des systèmes à transfert de charges dans les années 70 a permis de concevoir des mosaïques bidimensionnelles qui ont révolutionné la conception des systèmes d'imagerie en permettant de remplacer le balayage mécanique, et toutes les contraintes qui lui étaient associées : poids, encombrement, consommation..., par un balayage électronique. La réalisation de caméras travaillant dans la partie visible du spectre a pu être ainsi rapidement mise en oeuvre en utilisant des matrices réalisées sur silicium.

Beaucoup plus délicate s'est avérée l'application de ce concept à l'imagerie infra rouge. Les longueurs d'onde d'opération ne permettent plus, en effet, d'utiliser le silicium intrinsèque comme matériau substrat car sa longueur d'onde de coupure est voisine de 1,1 µm ; il faut, par conséquent, se tourner résolument vers les semiconducteurs composés si l'on excepte le silicium extrinsèque dont l'inconvénient, nous l'avons dit, est de nécessiter des températures de travail très basses (50°K).

C'est dans la première phase d'élaboration d'une caméra I.R que se situe la contribution que nous avons présentée dans ce mémoire puisque nous avons été amené à étudier le fonctionnement dans l'obscurité de cellules élémentaires de type MIS élaborées sur InSb et utilisant le monoxyde de Silicium, déposé par évaporation joule sur le substrat, comme diélectrique L'examen des propriétés de ces cellules a d'abord fait appel aux techniques mises au point sur le silicium et a permis l'évaluation des principaux paramètres physiques de la structure, en particulier la mise en évidence de durée de vie des porteurs minoritaires plus faibles que dans le silicium. Mais, l'approche "Silicium" s'est vite révélée insuffisante pour expliquer les comportements nouveaux observés tels que limitation de la dynamique de mise en dépeuplement profond du détecteur, présence d'une hystérésis entrainant une instabilité des conditions de fonctionnement.

Notre effort a donc consister, dans le cadre de l'équipe systèmes photonique du LAAS, à analyser les mécanismes pouvant donner naissance aux défauts observés et de mettre ainsi en évidence :

- un effet de courant Tunnel bande à bande apportant sa contribution au courant d'obscurité à partir d'une certaine courbure des bandes d'énergie.
- le rôle joué par le semiconducteur dans l'amplitude de l'hystérésis des caractéristique C(V) et G (V), en particulier lorsque celui-ci présente une faible largeur de bande interdite.

Une première estimation des potentiels limites au delà desquels se développe le courant Tunnel a été faite il y a près de deux ans. Celle-ci avait l'avantage d'être la toute première publiée dans la littérature, mais nécessite d'être réajustée en fonction des valeurs de paramètres que nous connaissons de façon plus précise actuellement. Le travail est en cours.

Un modèle permettant, d'autre part, d'avoir accès, par une mesure simple, à la densité moyenne de pièges présents dans l'isolant au voisinage de l'interface avec le semiconducteur a été également développé dans le cadre de cette étude. Pour les échantillons controlés celles-ci est voisine de 10^{20} cm^{-3}. C'est une valeur qu'il faudra être en mesure de réduire dans les futurs aménagements de la technologie.

Au vu de ces résultats, l'effort de caractérisation à fournir concerne l'influence des mécanismes de piégeage sur l'efficacité de transfert des cellules CID, mécanisme dont nous avons évoqué la généralité des effets dans ce mémoire. Cette prochaine étape montrera, si besoin est, le lien étroit existant entre la physique des dispositifs et le comportement du système comme ce fut le cas pour la fonction détection, lien que nous avons toujours eu présent à l'esprit dans la caractérisation et la modélisation des MIS "Infrarouge" que nous avons effectuées.

BIBLIOGRAPHIE

1 - W.S. BOYLE - G.E. SMITH Bell Syst. Tech. J. vol. 49, p. 587 (1970)

2 - R. HUDSON, JR. "Infraced System Engineering" WILEY (1969)

3 - J.A. SANDERSON. "Emission, Transmission and Detection of Infrared" A.S LOCKE, ed. N.J. Van Nostrand (1955)

4 - A.J. STECKL AGARD Conférence proceeding n° 230 (11 - 15 oct. 1977) Ottawa - CANADA

5 - J. GROSVALET - C. JUND - C. MOTSCH - R. POIRIER Surface Sci. Vol. 5, p 49 - 80 (1966)

6 - F.P HEIMAN IEEE ED 14 p. 781-784. Nov. 1967

7 - J. SIMONNE Thèse Doct. ès Sc. n° 552, UPS, Fac. des Sc. Toulouse (1973)

8 - D. ESTEVE Thèse Doct. ès. Sc. n° 339, UPS, Fac. des Sc. Toulouse

9 - A. GOETZERGER - EH NICOLLIAN Bell. syst. Tech. J, p 513 (Mars 1967)

10 - W. SHOCKLEY - W.T. READ Phys. Rev., 87, 835 (1952)

11 - A.S. GROVE "Physique et Technologie des dispositifs à semiconducteur" DUNOD - 1971

12 - D.F BARBE proc IEEE vol. 63, n° 1 (1975)

13 - J. FARRE, J. BUXO, D. ESTEVE C.R hebd. Seanc. Acad. Sc., Paris, 283 Série B, 103 (1976)

14 - G.F. AMELIO - W.J. BERTRAM JR - M.F. TOMPSETT. IEEE Electron Devices, ED - 18,980 (1971)

15 - H.K. BURKE - G.J. MICHON Proc. IEEE vol. ED. 23. p 189 (1976)

16 - S.M SZE "Physics of semiconductor devices". Wiley (1969)

17 - G. HASS - J. Am . Ceram. Soc. 33, 353 (1950)

18 - E. RITTER Opt. Acta 9,197 (1966)

19 - G.W. BRADY J. Phys. chem. 63, 119 (1959)

20 - D.B. YORK J. Electrochem Soc. vol. 110, n° 4, 271 (1963)

21 - ANASTASIO T. J. Appl. Physic 38, 2606 (1967)

22 - M. ZERBST Z. Angew. phys. 22, 1,30 (1966)

23 - D. ESTEVE - J. FARRE - J. SIMONNE rapport Final contrat LAAS - SAT n° A 28489 (Juillet 1977)

24 - J. C. KIM "InSb technology and CID Devices" in Proc. CCD Applications conf., p. 1 - 17 (1975)

25 - J. BUXO Thèse Doct. ès-science n° 484 , UPS, Fac. des sc. Toulouse

26 - E. H. SNOW - A.S. GROVE - B.E. DEAL - C.T. SAH J. Appl. Phys. 36, 1664 (1965)

27 - P. ROSSEL - M. MARTINOT - D. ESTEVE Solid State Electron 13,425 (1970)

28 - J. BUXO - D. ESTEVE - J. FARRE - G. SARRABAYROUSE - J. SIMONNE Appl. physic Letters.

29 - J. LUNDSTROM - C. SVENSON J. Appl. Phys. 43,12 (1972)

30 - M.H. WHITE - J.R. CRICCHI IEEE Trans. Electron devices, ED-19, 1280 (1972)

31 - A. GOETZBERGER - E. KLAUSMANN - M.J. SCHULZ
CRC Critical Review in Solid state Sciences
-Janvier 1976-

32 - L.M. TERMAN - Solid. St. Electron 5,285 (1972)

33 - E. NICOLLIAN - A. GOETZBERGER - Bell. syst. Tech. J. vol. XLVI, n° 6, 1055 (1967)

34 - P.V. GRAY - Proc. IEEE., vol. 57, n° 9, 1543 (Sept. 1969)

35 - R. CASTAGNE - C.R. Acad. Sc. Paris (B) - t 267, 866 (oct. 1968)

36 - A. ETCHELLS - C.N. FISCHER J. Appl. phys. vol. 47, n° 10, 4605 (1976)

37 - G.W. ANDERSON - W.A SCHIMDT - J. COMAS
J. Electrochem. Soc. 125, 3 p 424 (Mars 1978)

38 - R.A. CHAPMAN - M.A. KINCH - S.R. GORRELLO - A - SIMMONS - D.D BUSS. "International conférence on the application of CCD" 25 - 27 Octobre 1978 San Diego.

- TABLE DES MATIERES -

INTRODUCTION

I. RAPPELS DES PROPRIETES DU RAYONNEMENT I.R - CONSIDERATIONS SUR LES DETECTEURS I.R

I. 1. Rappels des principales lois du rayonnement
I. 2. Fenêtres atmosphériques
I. 3. Conception du système de détection quantique
  I. 3. 1. Matériaux utilisés dans un détecteur I.R
  I. 3. 2. Mode de traitement de signal

II. CARACTERISTIQUES DE LA CAPACITE MIS COMME DETECTEUR DE RAYONNEMENT - CONSIDERATION THEORIQUE SUR CE TYPE DE DETECTEURS OPERANT DANS LE SPECTRE I.R

II. 1. Régimes de fonctionnement d'une structure MIS
  II. 1. 1. Régime permanent
  II. 1. 2. Régime transitoire
    II. 1.2.1. Courant de génération dans la zone de charge d'espace
    II. 1.2.2. Courant de génération superficiel latéral
    II. 1.2.3. Courant de diffusion dans la région quasi neutre
II. 2. Evaluation d'une structure MIS comme détecteur
  II. 2. 1. Durée de vie des porteurs minoritaires - Temps de relaxation
  II. 2. 2. Efficacité quantique
  II. 2. 3. Quantité maximum de charges stockables
  II. 2. 4. Optimisation d'une cellule MIS
II. 3. Conception d'un détecteur sur antimoniure d'Indium.
  II. 3. 1. Influence de la bande interdite sur les température de Fonctionnement
  II. 3. 2. Influence de la bande interdite sur la génération de porteurs en surface : Effet Tunnel
  II. 3. 3. Limitations apportées par le fond ambiant.

II. 4. Fonctionnement d'une structure à transferts de charge

II. 4. 1. Inéfficacité de transfert - Rôle du nombre de points d'une matrice bidimensionnelle CID

II. 4. 2. Inefficacité de transfert - Importance du temps de transfert

III. CARACTERISATIONS EXPERIMENTALES DES PRINCIPAUX PARAMETRES DESCRIPTIFS DU DETECTEUR MIS SUR InSb

III. 1. Structures expérimentales

III. 2. Caractéristiques C(V) et $\frac{G}{\omega}$ (V)

III. 2. 1. Modèle du MIS idéal

III. 2. 2. Principe de mesure C(V) - $\frac{G}{\omega}$ (V)

III. 2. 3. Dispositif expérimental

III. 2. 4. Influence des éléments parasites

III. 3. Evaluation du dopage des structures

III. 4. Caractérisation du comportement fréquentiel d'une capacité MIS

III. 5. Caractéristique C(t)

III. 5. 1. Modèle de Zerbst.

III. 5. 2. Dispositif expérimental

III. 6. Durée de vie - Temps de relaxation - Résultats obtenus.

IV. ETUDE DES PHENOMENES LIMITANT LES PERFORMANCES DES STRUCTURES REALISEES

IV. 1. Etude de l'hystérésis

IV. 2. Caractéristiques de l'interface SiO - InSb

IV. 2. 1. Choix de la méthode de mesure des états de surface

IV. 2. 2. Détermination du profil d'états de surface.

IV. 3. Courant d'obscurité : composante par effet Tunnel

V. Evaluation de la faisabilité de ce type de système de détection I.R

V. 1. Performances de détection des systèmes liées aux matériaux

V. 2. Influence de l'instabilité des caractéristiques sur le comportement du système

. V. 2. 1. Fonction détection
V. 2. 2. Fonction transfert

V. 3. Tendance des systèmes d'imagerie dans la gamme [3 - 5 µm]

CONCLUSION

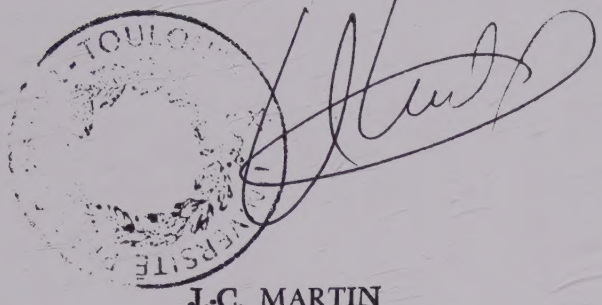
BIBLIOGRAPHIE

Autorisation de Soutenance accordée

le 20 JUIN 1970

Le Président

de l'Université PAUL-SABATIER



J.-C. MARTIN